

INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK
TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT



Schnelle Phasenmodulation für einen volumenholographischen Massenspeicher

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
Dissertation

von
Dipl.-Phys. Jörn Peuser
aus Weilburg

Darmstadt 2008
D17

| | |
|----------------------|-----------------------|
| Referent: | Prof. Dr. T. Tschudi |
| Korreferent: | Prof. Dr. T. Halfmann |
| Tag der Einreichung: | 25.01.2008 |
| Tag der Prüfung: | 14.04.2008 |

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Einführung in die Flüssigkristall-Technologie | 4 |
| 2.1 | Grundlagen | 4 |
| 2.1.1 | Flüssigkristalle im elektrischen Feld - Polarisierbarkeit | 8 |
| 2.1.2 | Anisotropie und Doppelbrechung | 8 |
| 2.2 | Schematischer Aufbau einer FK-Zelle | 10 |
| 2.2.1 | Bestimmung des relativen Phasenhubs | 12 |
| 2.3 | Schaltzeiten nematischer Flüssigkristall-Zellen | 14 |
| 2.3.1 | Schaltzeitverbesserung | 16 |
| 3 | Flüssigkristall-Phasenmodulator | 22 |
| 3.1 | Herstellungstechnologien | 22 |
| 3.1.1 | Zellenbau - Eine Übersicht | 22 |
| 3.1.2 | Realisierung von Zelldicken im sub- μm Bereich mit der Methode der Fotolackspacer | 30 |
| 3.1.3 | Elektrodenlayouts zur Phasencodierung | 33 |
| 3.1.4 | Ansteuerung | 37 |
| 3.2 | Optische Charakterisierung des Flüssigkristall - Phasenmodulators | 38 |
| 3.2.1 | Phasenhubmessung | 38 |
| 3.2.2 | Phasenhubgenauigkeit - Steuergenauigkeit und Stabilität | 44 |
| 3.2.3 | Einfluss hoher Laserleistungen auf Flüssigkristalle | 45 |
| 3.3 | Untersuchungen zur Schaltzeitverbesserung | 49 |
| 3.3.1 | Einfluss der Zelldicke auf die Schaltzeiten | 50 |
| 3.3.2 | Ausnutzung des Transient Nematic Effekts | 51 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.3.3 | Temperaturabhängigkeit der Schaltzeit | 53 |
| 3.3.4 | Kombinierte Verfahren zur Schaltzeitreduzierung | 62 |
| 4 | Diffraktive Optische Elemente zur effizienten Strahlteilung | 64 |
| 4.1 | Diffraktive Optische Elemente | 64 |
| 4.2 | Berechnungsalgorithmen | 67 |
| 4.2.1 | Iterativer Fourier Transformations-Algorithmus - IFTA | 67 |
| 4.2.2 | Simulated Annealing Algorithmus - SA | 68 |
| 4.3 | Binäre DOE | 72 |
| 4.3.1 | Ergebnisse der mathematischen Simulation | 72 |
| 4.3.2 | Herstellungsverfahren | 76 |
| 4.3.3 | Experimentelle Resultate | 80 |
| 4.4 | Mehrstufige DOE | 84 |
| 4.4.1 | Ergebnisse der mathematischen Simulation | 84 |
| 4.4.2 | Herstellungsverfahren | 85 |
| 4.4.3 | Experimentelle Resultate | 92 |
| 4.5 | Unterdrückung unerwünschter Beugungsordnungen | 95 |
| 4.5.1 | Chrom-Maskierung des FK-Phasenmodulators | 95 |
| 4.6 | Zusammenfassung | 97 |
| 5 | Volumenholographische Datenspeicherung | 99 |
| 5.1 | Volumenholographie | 99 |
| 5.1.1 | Einführung | 99 |
| 5.1.2 | Speichermaterial | 101 |
| 5.2 | Phasencodierung | 101 |
| 5.2.1 | Phasencode-Konstruktion | 104 |
| 6 | Optische Systeme zur holographischen Datenspeicherung | 107 |
| 6.1 | 35° - Konfiguration: 1D Phasenmodulator | 107 |
| 6.1.1 | Experimenteller Aufbau | 108 |
| 6.1.2 | Hologramm-Aufnahmen | 109 |
| 6.2 | 90° - Konfiguration: 2D Phasenmodulator | 112 |
| 6.2.1 | Experimenteller Aufbau | 112 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.2.2 | Untersuchung zur zweidimensionalen Phasencodierung | 114 |
| 6.2.3 | Hologramm-Aufnahmen | 116 |
| 6.3 | Kollineare Speicher-Systeme | 117 |
| 6.3.1 | 2 x 4 x 4 Phasencode-System | 117 |
| 6.3.2 | 4 Ring Phasencode-System | 118 |
| 6.4 | Fazit | 121 |
| 7 | Zusammenfassung | 122 |
| A | Chemische Zusammensetzung der FK-Molekülgruppen | 125 |
| B | Fotolackserie S18xx | 126 |
| C | Schematische Übersicht der FK-Zellenherstellung | 127 |
| D | Details zur Fotolackspacer-Herstellung | 128 |
| E | Labview-Programme | 129 |
| F | Materialdaten von BL 006 | 131 |
| G | Phasencodes | 132 |
| H | Hologramm-Aufnahmen im kollinearen System: 2x4x4 Codes | 134 |
| I | Hologramm-Aufnahmen im kollinearen System: 4 Ring Codes | 135 |
| | Literaturverzeichnis | 136 |
| | Danksagung | 140 |
| | Summary (English) | 142 |
| | Lebenslauf | 144 |
| | Publikationsliste | 145 |

Kapitel 1

Einleitung

Motivation

Forschungsgruppen arbeiten weltweit an der Realisierung neuer Massenspeicher-Technologien für die zukünftige Speichergeneration, um die stetig wachsende Datenmenge der Informations- und Unterhaltungsindustrie zu bewältigen. 2003 verdoppelte sich die jährlich neu anfallende Datenmenge der Welt auf ca. 5 Exabyte ($5 \cdot 10^{18}$ Byte) im Vergleich zu dem Jahr 2000 [1] und die Nachfrage der Konsumenten nach größerer Speicherkapazität steigt weiter an. High Definition (HD)-Inhalte, Langzeitarchivierung, der Informationsaustausch vernetzter Computer und kostengünstige Speichermedien begünstigen u.a. diese Entwicklung; schreitet sie gleichermaßen voran, gilt es größere Speicherkapazitäten bei höherer Datendichte zu erschließen. Neben optischen Datenspeichern gehören magnetische Laufwerke und Festspeicher (Flash-Memory) zu den etablierten Speichermedien. Festplatten mit Kapazitäten bis zu einem Terabyte und Flash-Speicher mit mehreren Gigabyte sind bereits erhältlich; die Datendichte optischer Speicher (CD, DVD) fällt hier vergleichsweise zurück. Über die Reduzierung der Wellenlänge λ (*Bluraydisc*) und die Erhöhung der numerischen Apertur (NA) mithilfe von Solid Immersion Linsen (Philips, *Nearfield-Recording-Technologie* [2]) wird versucht, die erreichbare Speicherdichte optischer Systeme (skaliert mit $(NA/\lambda)^2$) an ihre physikalische Grenzen zu treiben.

Der Ansatz zur Realisierung hochkapazitiver Speicher, der in dieser Arbeit verfolgt wird, ist die volumenholographische Datenspeicherung, deren Grundprinzipien bereits seit ca. 30 Jahren bekannt sind [3, 4], aber erst durch die Verbesserung elektronischer und optischer Komponenten Anfang der 90er Jahre vielversprechende Ergebnisse aufzeigten. Die Daten werden in Form eines dreidimensionalen Interferenzmusters, erzeugt durch einen Informations- und einen Referenzstrahl, in das lichtempfindliche Medium eingeschrieben. Als Speichermaterial kommt meist ein photorefraktiver Kristall (*Lithiumniobat*) zum Einsatz. Im Gegensatz zu herkömmlichen Speichern, bei denen Informationen auf der Materialoberfläche gespeichert werden, führt die Ausnutzung des vollständigen Volumens zu einer deutlich größeren Datendichte. In den Arbeiten von Burr et al. wurde in [5] bereits experimentell eine Flächenspeicherdichte von $400 \text{ Bits}/\mu\text{m}^2$ demonstriert (vgl. DVD:

4,7 Bits/ μm^2). Durch die Anwendung verschiedener Adressierungsverfahren, welche die Überlagerung (*Multiplexing*) mehrerer Datenseiten im gleichen Volumenelement des Speichermaterials ermöglichen, lassen sich hohe Datendichten realisieren.

Advanced Technology for Holographic Storage - ATHOS

Die hier vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des von der Europäischen Union subventionierten Forschungsprojektes ATHOS (*Advanced Technology for Holographic Storage*) [6], in dem Universitäten und Industriepartner gleichermaßen an der Umsetzung eines neuartigen holographischen Laufwerks arbeiteten. Den Ausschlag für dieses Projekt gab die Verfügbarkeit eines geeigneten Speichermediums auf Polymerbasis (Photopolymer der Fa. *Inphase*). Das neuartige, kosteneffiziente Photopolymer ist nach einer Forschungszeit von 10 Jahren erhältlich und genügt den Anforderungen an Langzeitstabilität, Haltbarkeit und Photosensitivität [7]. Zudem standen verbesserte elektro-optische Komponenten für ein holographisches Speichersystem zur Verfügung. Das ATHOS-Projektziel ist die Entwicklung aller notwendigen Schlüsselkomponenten für die Realisierung eines holographischen Disklaufwerks mit wechselbaren Speichermedien auf Polymerbasis. Um die gewünschte Datenkapazität von 400 Gigabyte auf einer 12cm großen Scheibe unterzubringen, wurde sich zu Beginn für die Kombination zweier Multiplexing-Verfahren entschieden: Shift [8] und phasencodiertes Multiplexing. Durch transversales Kodieren des Referenzstrahls in seiner Phase bei der Hologramm-Aufnahme können mehrere Hologramme in das gleiche Volumen gespeichert werden. Die Codierung der Phase übernimmt ein speziell angepasster Phasenmodulator auf Flüssigkristall-Basis. Die langjährige Erfahrung der Arbeitsgruppe Licht- und Teilchenoptik, TU Darmstadt von Herrn Prof. Dr. T. Tschudi auf den Gebieten der Flüssigkristall-Technologie, der diffraktiven Optik und der holographischen Datenspeicherung unter Anwendung der Phasencodierung konnte dem Forschungsprojekt durch die Ergebnisse dieser Arbeit erfolgreich zur Verfügung gestellt werden.

Problematik und Zielsetzung

Flüssigkristall-Phasenmodulatoren mit einer Schaltzeit von $<1\text{ms}$ für den Phasenhub von einem π und ein auf das ATHOS-System angepasstes Elektrodenlayout existierten nicht, was die Konzeption und Realisierung eines eigenen Modulators notwendig machte. Um neben der hohen Datenkapazität ebenso eine schnelle Datentransfer-Rate beim Schreiben und Lesen der Hologramme zu gewährleisten, war die Schaltzeitverbesserung des Flüssigkristall-Elements das primäre Ziel der hier vorgestellten Arbeit. Es existieren verschiedene Methoden zur Schaltzeitoptimierung von nematischen Flüssigkristallzellen [9], welche allerdings alleine nicht ausreichen, um die gewünschte Schaltzeit zu erreichen ohne die Leistungsfähigkeit und Effizienz des optischen Gesamtsystems durch eine starke Absorption und hohe Betriebstemperaturen ($>100^\circ\text{C}$) zu limitieren [10]. Erst die innovative Kombination unterschiedlicher Techniken und verbesserte Herstellungsverfahren beim FK-Zellenbau - entwickelt in dieser Arbeit - ermöglichten die Umsetzung schnellster Schaltzeiten ($<0,5\text{ms}$). Auf die Verwendung neuartiger Flüssigkristall-Mischungen wurde an dieser Stelle verzichtet, um sich auf die Implementierung kommerziell erhältlicher und geprüfter Materialien zu konzentrieren. Im Verlauf der Arbeit wurden zum Test unterschiedlicher

und innovativer Phasencodierungs-Systeme diverse Elektrodenlayouts entworfen und in FK-Zellen integriert. Die effiziente und homogene Beleuchtung der einzelnen Elemente des jeweiligen Phasenmodulators wurde über die Strahlaufteilung mithilfe diffraktiver optischer Elemente (DOE) in Fotolack umgesetzt (das Phasenprofil liegt in strukturiertem Fotolack vor). Die Berechnung und Fabrikation der DOE ist ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit; weiterhin konnte die Laserlithographie-Anlage durch eigene Untersuchungen um die Schreib-Funktion zur Herstellung mehrstufiger Fotolackstrukturen ergänzt werden. Die Lithographie-Anlage des Instituts wurde im Laufe diverser Diplomarbeiten und Dissertationen stetig weiterentwickelt.

Gliederung der Arbeit

Die hier vorliegende Arbeit dringt in drei Teilgebiete der Optik ein:

- Flüssigkristall-Technologie
- Diffraktive Optik
- Holographische Datenspeichersysteme unter Anwendung der Phasencodierung.

Zum besseren Verständnis erfolgt daher zu jedem der genannten Themen eine kurze Beschreibung der notwendigen physikalischen Grundlagen. Kapitel 2 beginnt mit der Einführung in die FK-Technologie: die Funktionsweise, der Zellen-Aufbau und die Techniken zur Schaltzeitverbesserung werden diskutiert. Letztere werden im weiteren Verlauf der Arbeit bei der experimentellen Realisierung schnellster Schaltzeiten eingesetzt. In dem sich anschließenden Kapitel 3 werden das Herstellungsverfahren einer FK-Zelle, eine Messmethode zur optischen Charakterisierung sowie verschiedene Elektrodenlayouts für den Test neuer Phasencodierungs-Systeme vorgestellt. Insbesondere wird hier auf die innovative Herstellungstechnik der ultradünnen Fotolack-Spacer für Zelldicken im sub- μm Bereich und die hochgenaue interne Temperaturregelung eingegangen. Die experimentellen Ergebnisse zur Schaltzeitverbesserung schließen das Kapitel ab. Kapitel 4 widmet sich ganz den diffraktiven optischen Elementen: nach einer kurzen theoretischen Einführung in die Berechnungsmethoden der DOE werden Simulationsergebnisse von binären und mehrstufigen DOE in Beziehung zu hergestellten Strahlteilern gesetzt. Hervorzuheben ist hier der experimentelle Abschnitt über die Realisierung eines hocheffizienten mehrstufigen DOE mithilfe der speziell darauf angepassten Laserlithographie-Prozessführung. Die Grundlagen zur Phasencodierung in holographischen Speichersystemen werden in Kapitel 5 komprimiert behandelt, da in [40] bereits ausführliche und weitreichende Untersuchungen zur eindimensionalen Phasencodierung durchgeführt wurden; die neuartige zweidimensionale Phasencodierung in kollinearen Systemen wird mit zwei unterschiedlichen Referenzstrahlanordnungen (zweifaches 4x4 Referenz-Array, 4 Ring-System) getestet. In Kapitel 6 fügen sich alle in dieser Arbeit hergestellten Schlüsselkomponenten - der Flüssigkristall-Phasenmodulator und der diffraktive Strahlteiler - in einem holographischen Datenspeichersystem zusammen. In unterschiedlichen Speicherkonfigurationen sollen die finalen Ergebnisse die grundlegende Funktionalität der hergestellten Komponenten durch eigene Experimente überprüfen.

Kapitel 2

Einführung in die Flüssigkristall-Technologie

Im Jahre 1888 wurden Flüssigkristalle (FK) erstmals von Friedrich Reinitzer entdeckt. Zu dieser Zeit bestanden noch nicht die technischen Möglichkeiten, das große Anwendungspotential des neu entdeckten Materials zu nutzen. Erst 1966 wuchs das Interesse und nach Jahren weiterer Forschung wird der Flüssigkristall heutzutage in vielen technischen Bereichen und Unterhaltungsindustrien eingesetzt. Das doppelbrechende Material findet wohl als Flüssigkristall-Bildschirm die häufigste Anwendung. Da die in dieser Arbeit beschriebenen Phasenmodulatoren für den Einsatz in einem volumenholographischen Massenspeicher maßgeblich auf der Technologie der Flüssigkristalle basieren, sind in diesem Kapitel die notwendigen Grundlagen zum besseren Verständnis der verwendeten Mechanismen zur Schaltzeitverbesserung und der Funktion der Phasenmodulation zusammengestellt. Zu Beginn erfolgt eine kurze Einführung in die Molekülstruktur der Flüssigkristalle und deren Verhalten im elektrischen Feld. Nach dem schematischen Aufbau einer Flüssigkristallzelle wird ein Messverfahren zur optischen Charakterisierung vorgestellt. Den Abschluss bildet das Kapitel 2.3 mit der theoretischen Betrachtung der Effekte zur Schaltzeitverbesserung, welche in der späteren experimentellen Umsetzung des Phasenmodulators eine wesentliche Rolle spielen.

2.1 Grundlagen

Flüssigkristalle können aufgrund ihrer Molekülform selbstorganisierte Strukturen ausbilden, die eine höhere Ordnung als die einer Flüssigkeit, aber eine niedrigere Ordnung als im Kristall aufweisen. Man bezeichnet sie daher auch als Mesogene. Die Ursache der gegenseitigen Orientierung liegt in der Anisotropie der Polarisierbarkeit, die eine parallele Anordnung auf molekularer Ebene energetisch begünstigt. Die physikalischen Eigenschaften der Flüssigkristalle liegen demnach zwischen denen von Festkörpern und Flüssigkeiten. Sie

besitzen eine Orientierungsordnung bei fehlender Positionsfernordnung. Aufgrund verschiedener Phasenübergänge besitzen sie zwei Schmelzpunkte, wobei der feste Flüssigkristall zunächst in eine milchig trübe Flüssigkeit übergeht und sich anschließend bei weiterer Temperaturerhöhung klärt (siehe Abb. 2.1). Weitere optische Untersuchungen zeigen die doppelbrechenden Eigenschaften. Es gibt viele Mischungen mit den unterschiedlichsten Materialparametern; die für diese Arbeit relevanten sind die Brechungsindexdifferenz Δn , die Rotationsviskosität γ_1 sowie der Klärpunkt (auch Klär-Temperatur T_{KL}), bei dem der Flüssigkristall in die isotrope Phase wechselt. Die Brechungsindexdifferenz gibt direkten Aufschluss über den zu erwartenden Phasenhub einer Flüssigkristallzelle (siehe Abschnitt 2.2.1). Eine niedrige Rotationsviskosität führt zu schnelleren Schaltzeiten.



Abb. 2.1: Ein Flüssigkristall durchläuft bei Erhöhung der Temperatur verschiedene Aggregatzustände: bei niedriger Temperatur liegt er als Festkörper vor, nach seinem 1. Schmelzpunkt sieht man eine trübe, anisotrope Flüssigkeit, erhöht man nun die Temperatur über den Klärpunkt, so wird die Flüssigkeit transparent und isotrop [11].

Man unterscheidet zwei Grundtypen von Flüssigkristallen: Thermotrope und Lyotrope. Die Ausbildung von Mesophasen ist bei thermotropen Flüssigkristallen temperaturabhängig. Bei Lyotropen können diese durch Beimischung von Lösungsmitteln erzeugt werden.

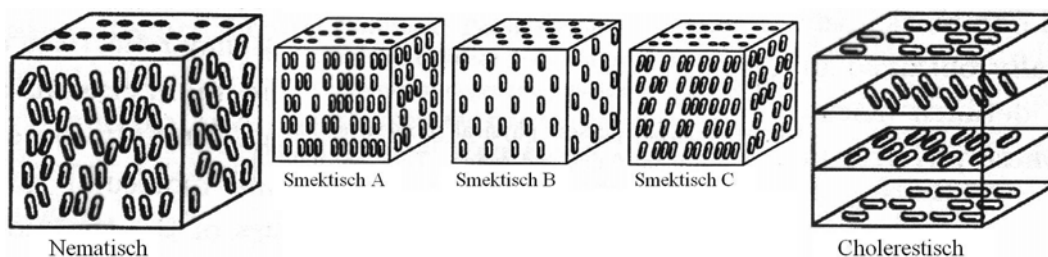


Abb. 2.2: Mesophasen eines calamitischen Flüssigkristalls [9].

Als Mesophasen bezeichnet man Zwischen-Phasenzustände in der anisotropen Phase. In Abbildung 2.2 sind Mesophasen mit unterschiedlichen Molekülordnungszuständen dargestellt. In dieser Arbeit wurden nur thermotrope FK-Mischungen mit stäbchenförmiger Molekülstruktur (kalamitisch) verwendet. Bei den hergestellten FK-Phasenmodulatoren ist die nematische Mesophase vorherrschend: man erkennt bei ihr deutlich eine Orientierungsordnung zwischen den einzelnen stäbchenförmigen Molekülen ohne weitere Fernordnung.

Bei Temperaturreduzierung können smektische Phasen mit zusätzlich auftretender Fernordnung vorliegen. Aufgrund des immer ausgeprägteren Kristallgitters nimmt die Beweglichkeit der Moleküle und somit die Schaltgeschwindigkeit ab, was den Einsatz bei niedrigeren Temperaturen erschwert.

Molekülstruktur eines kalamitischen Flüssigkristalls

Da die Materialeigenschaften wesentlich von der Molekülstruktur abhängen, soll in diesem Abschnitt kurz auf die Funktion der einzelnen Molekülgruppen eingegangen werden. Die chemische Zusammensetzung der einzelnen Gruppen ist in Anhang A nachzulesen.

Kalamitische Flüssigkristalle bestehen aus organischen Verbindungen mit stark anisotroper Molekülstruktur, welche in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Hierbei bezeichnen R die Seitenkette, X die terminale Gruppe, Z die Verbindungsgruppe und A und B die aromatischen Ringe.

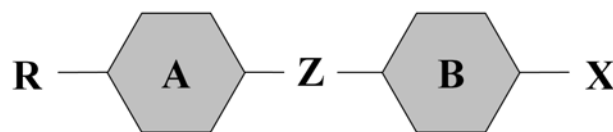


Abb. 2.3: Die chemische Strukturformel eines kalamitischen FK-Moleküls.

Die Länge der *Seitenkette* R beeinflusst, ebenso wie die *Verbindungsgruppe* Z, die Phasenübergangstemperatur und den mesogenen Phasentyp.

Die *terminale Gruppe* X verändert die dielektrische Anisotropie $\Delta\epsilon$ und somit die sog. Freedericksz-Schwellspannung V_{th} , die Spannung, ab welcher die Flüssigkristallmoleküle durch das elektrische Feld reorientiert werden können. Sie ist umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der dielektrischen Anisotropie $\Delta\epsilon$ (siehe Formel 2.1, K beschreibt die Elastizitätskonstante). Je größer die Anisotropie, desto niedriger ist die Schwellspannung, was sich positiv auf die Schaltzeiten auswirkt [9].

$$V_{th} = \pi \sqrt{\frac{K}{\Delta\epsilon}} \quad (2.1)$$

Flüssigkristalle besitzen einen oder mehrere *aromatische Ringe* (A,B). Der Schmelzpunkt ist von der Länge dieser Ringe abhängig; je länger die Ringe sind, desto höher ist die Schmelztemperatur.

Mit Kenntnis der einzelnen Gruppen und ihren jeweiligen Funktionen kann man durch gezieltes Moleküldesign die physikalischen Eigenschaften je nach Anwendungsgebiet anpassen. In industriellen FK-Mischungen werden bis zu 30 Komponenten zusammengemixt, um Schaltzeiten und Temperaturbereiche zu verbessern.

Direktor \vec{n} und skalarer Ordnungsparameter S

Um die nematische Phase zu charakterisieren, benutzt man zwei Parameter: den Direktor \vec{n} und den skalaren Ordnungsparameter S .

Die durchschnittliche Orientierung der langen Molekülachsen bezeichnet man als Direktor \vec{n} . Er ist ein Einheitsvektor in Richtung der bevorzugten Molekülerorientierung (siehe Abb. 2.4). In einem homogenen nematischen Medium ist der Direktor konstant, bei Abweichungen von diesem Zustand beschreibt ein Direktorfeld $\vec{n}(\vec{r})$ die lokale Änderung der mittleren Orientierung.



Abb. 2.4: Der Direktor \vec{n} beschreibt die mittlere Orientierung der langen Molekülachsen.

Der skalare Ordnungsparameter S gibt Aufschluss über die Verteilung der Orientierung der Moleküle. Dieser ist definiert als der Durchschnitt aller Molekülerorientierungen in einem gegebenen Volumen V , nach der Formel

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2(\theta) - 1 \rangle \quad (2.2)$$

wobei θ der von jeder Molekülachse mit dem Direktor \vec{n} eingeschlossene Winkel ist. Die thermische Bewegung (Brown'sche Molekularbewegung) der Flüssigkristallmoleküle, welche mit steigender Temperatur eine isotrope Verteilung bewirkt, steht in Konkurrenz mit ihren zwischenmolekularen Wechselwirkungskräften, die die Orientierung der Moleküle entlang einer Vorzugsrichtung zu Grunde liegt. Der dimensionslose Ordnungsparameter S ist temperaturabhängig und kann alle Werte zwischen 1 und 0 annehmen, wobei 1 einem vollständig geordnetem System entspricht, in dem alle Moleküle parallel ausgerichtet sind und 0 einem isotropen Zustand. Die nematische Phase weist einen skalaren Ordnungsparameter $S(T)$ im Bereich von 0,4 bis 0,6 auf [12].

2.1.1 Flüssigkristalle im elektrischen Feld - Polarisierbarkeit

Im folgenden Abschnitt wird das Verhalten der Flüssigkristallmoleküle im elektrischen Feld beschrieben. Das Feld wird hierbei durch zwei elektrisch leitfähige Flächen, an die eine Spannung angelegt wird, realisiert. Bringt man Flüssigkristalle in dieses Feld, so findet eine Ladungsträgerverschiebung in den länglichen Molekülen statt. Durch die Polarisierung wird der Flüssigkristall zu einem Dipol und richtet sich aufgrund der elektrischen Feldkräfte entlang der Feldlinien aus (siehe Abb. 2.5) [13]. Die molekularen Orientierungskräfte wirken entgegen der elektrischen Feldkraft, da die Moleküle aus ihrer Ruhestellung (energetisch günstigste Anordnung) heraus gezwungen werden. Die Molekülauslenkung hängt also einerseits von der elektrischen Feldstärke und andererseits von dem Abstand der Begrenzungsflächen, d.h. der effektiven Zelldicke, ab. Moleküle in der Mitte der FK-Schicht werden zuerst reorientiert. Die Flüssigkristalle an den Begrenzungsflächen können aufgrund ihrer stark wirkenden Randanbindungskräfte nur durch große elektrische Felder aus ihrer Ruhelage bewegt werden. Dies wird in Abbildung 2.6 deutlich: hier ist die Abhängigkeit der örtlichen Molekülauslenkung beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes zu sehen. Die elektrische Feldstärke wird über die verschiedenen Spannungen variiert.

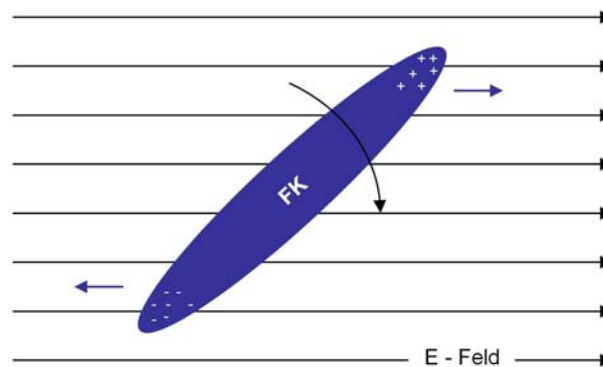


Abb. 2.5: Auslenkung eines Flüssigkristallmoleküls durch ein externes elektrisches Feld im Modell.

Bei niedriger Spannung erfahren die Moleküle nur eine geringe Auslenkung von ihrer Ruhelage. Eine fast vollständige Ausrichtung aller FK-Moleküle in der Zelle ist nur bei genügend hoher Spannung möglich. Wird das elektrische Feld durch Ausschalten der Spannung entfernt, so relaxieren die Flüssigkristalle aufgrund molekularer Rückstellkräfte in ihre Ausgangsposition zurück. Die Zeitabhängigkeit für diese Prozesse wird in Abschnitt 2.3 genauer betrachtet.

2.1.2 Anisotropie und Doppelbrechung

Die entscheidende Materialeigenschaft der FKe für die Phasenmodulation - die Doppelbrechung - lässt sich aus der Anisotropie der Dielektrizitätskonstante von Flüssigkristallen

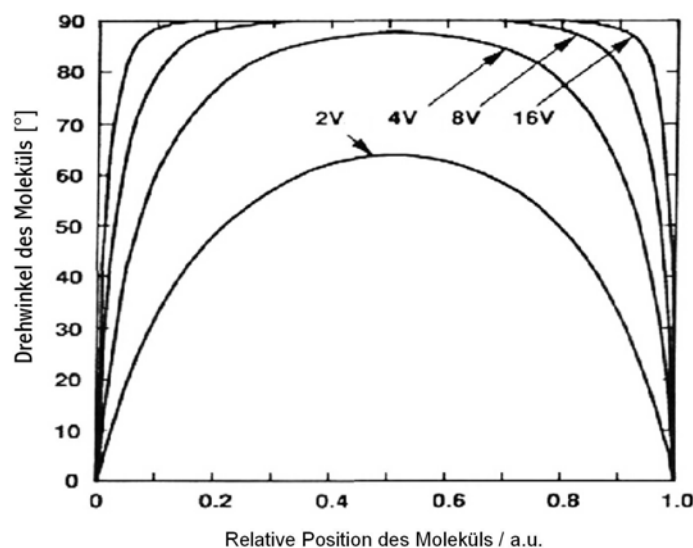


Abb. 2.6: Das Auslenkungsprofil eines Flüssigkristalls über die relative Molekülposition bei verschiedenen Spannungen [9].

erklären. Diese führt in direkter Weise zu optischer Anisotropie, d.h. zu zwei Brechungsindizes n_o und n_e , der Aufteilung in ordentlichen und außerordentlichen Strahl, welche temperatur- und wellenlängenabhängig sind [9]. Aus den Maxwell-Gleichungen erhält man dazu den folgenden Zusammenhang für die Doppelbrechung und die Anisotropie der Dielektrizitätskonstante:

$$\begin{aligned} n^2(T, \lambda) &= \varepsilon(T, \lambda), \\ \Delta n(T, \lambda) &= n_e(T, \lambda) - n_o(T, \lambda) = \sqrt{\varepsilon_e(T, \lambda)} - \sqrt{\varepsilon_o(T, \lambda)} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Die beiden unterschiedlichen Brechungsindizes beeinflussen linear polarisiertes Licht auf folgende Weise: ist die einfallende Lichtpolarisation parallel zur Längsachse des Moleküls, so erfährt das Licht aufgrund des größeren Brechungsindex n_e beim Durchgang durch den Flüssigkristall eine maximale Phasenverzögerung im Vergleich zu senkrecht polarisiertem Licht. Ist der E-Vektor gegenüber der Molekülachse geneigt, so wird die Polarisation des einfallenden Lichtes gedreht. Diese Polarisationsrotation kann man durch Zerlegung des E-Vektors auf die Projektion der jeweiligen Anteile parallel und senkrecht zur Molekülhauptachse darstellen. Für eine definierte Phasenmodulation des Lichts muss daher sorgfältig auf den korrekten Polarisationszustand und die Molekülorientierung geachtet werden.

Maximale Phasenverzögerung

Die Kenntnis der maximalen Phasenverzögerung ist ein wichtiges Kriterium für das Design von FK-Phasenmodulatoren. Die maximale Phasenverzögerung φ von linear polarisiertem Licht bei paralleler Ausrichtung zum Direktor wird mit folgender Formel bestimmt [9]:

$$\varphi(T, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n(T, \lambda) \cdot d \quad (2.4)$$

Hierbei entspricht λ der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, Δn der Brechungsindexdifferenz, T der FK-Temperatur und d der Dicke der Flüssigkristall-Schicht. Möchte man einen großen Phasenhub von mehreren π nutzen, so wird dazu ein hoch doppelbrechendes FK-Material mit einer dicken FK-Schicht kombiniert. Dies wirkt sich aber, wie in Kapitel 2.3 nachzulesen, negativ auf die Schaltzeiten aus. Bei nur einem π Phasenhub ist eine geringe Zelldicke aufgrund der schnellen Schaltzeit wünschenswert. Über die Dickenabhängigkeit des maximalen Phasenhubs wird die minimale Zelldicke errechnet, mit der ein gewünschter relativer Phasenhub realisiert werden kann. Die Umsetzung einer spannungsabhängigen Phasenmodulation wird hier mithilfe einer FK-Zelle erreicht. Ihr grundlegender Aufbau ist im folgenden Kapitel 2.2 zu finden.

Amplitudenmodulation

Mit zwei zusätzlichen senkrecht zueinander ausgerichteten Polarisationsfilter (Polarisator und Analysator) kann die Phasenmodulation in eine Amplitudenmodulation umgewandelt werden. Dieses Funktionsprinzip wird in der Bildschirmtechnologie verwendet. In dieser Arbeit wurde die Amplitudenmodulation dafür eingesetzt, den spannungsabhängigen Phasenhub zu bestimmen. Diese Messmethode wird in Kapitel 2.2.1 beschrieben.

2.2 Schematischer Aufbau einer FK-Zelle

Für das Verständnis des FK-Phasenmodulators wird nun der Aufbau einer Flüssigkristallzelle und deren funktionale Schichten erläutert. In Abbildung 2.7 sieht man eine schematische Darstellung einer FK-Zelle im Querschnitt: der Flüssigkristall ist in einem Mehrschichtsystem eingebettet. Zwischen den beiden transparenten und elektrisch leitfähigen ITO-Schichten (Indium-Tin-Oxide, bzw. Indium-Zinn-Oxid) entsteht durch Anlegen einer Wechselspannung ein elektrisches Feld, wodurch die FK-Moleküle lokal und somit der Direktor \vec{n} global reorientiert werden können (siehe Abschnitt 2.1.1). In der FK-Zelle wird so der Brechungsindex n_e durch die angelegte Spannung verändert, da sich die Moleküle in Richtung des Feldes ausrichten und somit der für das linear polarisierte Licht (parallel zur langen Molekülachse) effektive Brechungsindex abnimmt. Dadurch erweitert sich Formel 2.4 um die Abhängigkeit von der Spannung U der Brechungsindexdifferenz zu:

$$\varphi(T, \lambda, U) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n(T, \lambda, U) \cdot d \quad (2.5)$$

Entscheidend für eine qualitativ hochwertige FK-Zelle, die definiert über die gesamte Fläche der Elektrodenkonfiguration schaltet, ist die homogene Vororientierung der FK-Moleküle, d.h. sie müssen eine Monodomäne bilden. Hierzu wurden viele Untersuchungen durchgeführt, um die Randanbindung der Flüssigkristalle an Oberflächen zu verstehen und zu verbessern [14, 15].

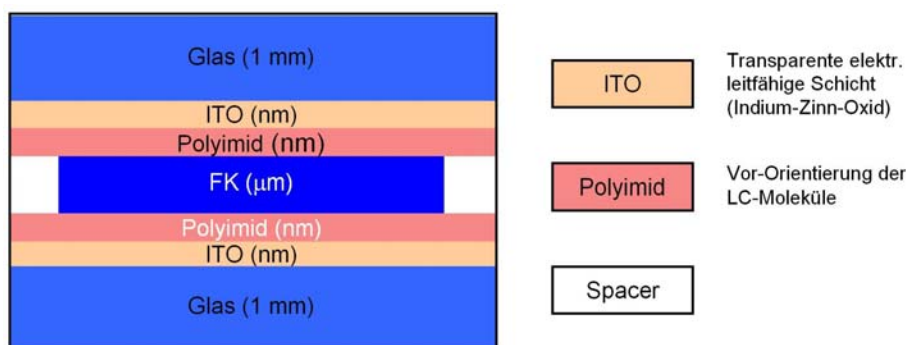


Abb. 2.7: Schematischer Aufbau einer Flüssigkristallzelle im Querschnitt.

Nach heutigen Erkenntnissen beruht die Orientierung auf Prozessen wie Wasserstoffbrückenbindungen, van der Waals- und Dipol-Dipol Wechselwirkungen; hinzu kommt ein starker Beitrag der Oberflächentopologie und der anisotropen Elastizität der Moleküle [14]. Die konventionelle Methode zur Herstellung einer homogenen Vororientierung mit einem Anstellwinkel der Flüssigkristalle (siehe Abb. 2.8) ist das unidirektionale Reiben einer Polyimid-Schicht mit einem Samttuch. Das Reiben bewirkt eine Orientierung der Polymerketten des Polyimids, an denen sich wiederum die Flüssigkristalle ausrichten [14]. Der genaue Herstellungsprozess einer Flüssigkristallzelle wird im folgenden Kapitel 3 beschrieben. Mehr Informationen zu alternativen Vororientierungsmethoden findet man in [16, 17, 18, 19, 20].

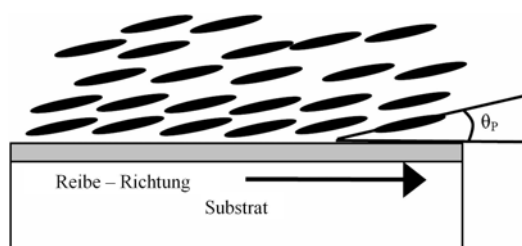


Abb. 2.8: Vororientierung und Anstellwinkel θ_p durch das Reiben eines Polyimid-Filmes.

Vororientierung und Zelltypen

Aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaft und einer homogenen Vororientierung der Rand-Moleküle können FK-Zellen effizient zur Phasen- oder Amplitudenmodulation genutzt werden. Man unterscheidet hierbei vier grundlegende Molekülanordnungen: die parallele, die homeotrope, die getwistete und die hybride FK-Orientierung (siehe Abb. 2.9). Jeder Zelltyp kann den Polarisationszustand und die Phase des einfallenden Lichtes unterschiedlich beeinflussen. Man wählt je nach Anwendungsbereich den passenden aus. Für die reine Phasenmodulation wird in dieser Arbeit eine nematische Flüssigkristallzelle mit paralleler Orientierung verwendet.

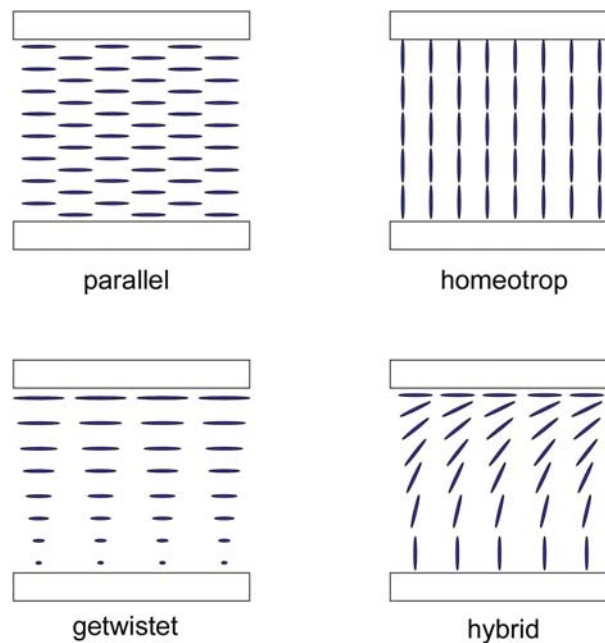


Abb. 2.9: Verschiedene Orientierungszustände in nematischen Flüssigkristallzellen.

2.2.1 Bestimmung des relativen Phasenhubes

Um einen Flüssigkristall-Phasenmodulator definiert ansteuern zu können, muss zunächst der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und relativem Phasenhub bestimmt werden. Hierfür hat sich im experimentellen Gebrauch eine optische Messmethode bewährt, deren Messanordnung in Abb. 2.10 skizziert ist.

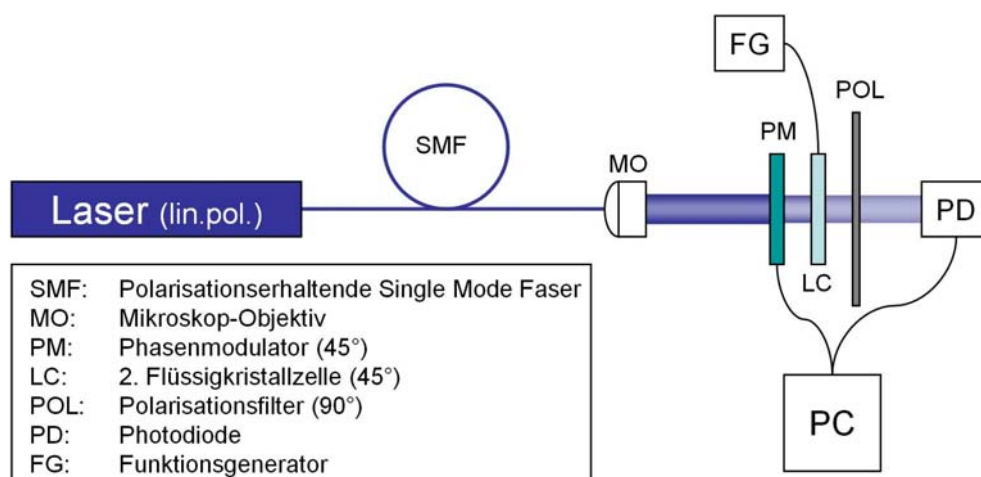


Abb. 2.10: Aufbau zur Messung der Phasenhub-Spannungscharakteristik.

Bei diesem Aufbau wird der Polarisator (= Analysator) senkrecht zur linearen Polarisation des Lasers eingestellt. Die Hauptachse der FK-Zelle, definiert durch den Direktor \vec{n} (entspr. der Reiberichtung des Polyimidfils), wird um 45° zu der Laser-Eingangspolarisation gedreht. Die zweite im Strahlengang befindliche FK-Kompensationszelle, welche über einen externen Funktionsgenerator betrieben wird, dient dem Nullabgleich, so dass bei einer maximalen Steuerspannung des Phasenmodulators von 10 Volt ein Intensitätsminimum zu finden ist. In dieser Konfiguration wirkt die FK-Zelle bei Spannungsänderung wie eine dynamische Phasenverzögerungsplatte und dreht so die Polarisation des einfallenden Lichtes. Beim Durchlaufen der Ansteuerspannung des Phasenmodulators wird die Intensitätsmodulation bei senkrechter und paralleler Ausrichtung des Polarisators zur einfallenden Laserpolarisation aufgezeichnet und ausgewertet.

In Abb. 2.11 a) sind die normalisierten Messdaten einer $5,3 \mu\text{m}$ dicken Zelle (FK: MLC 15800-100, Fa. Merck) bei 20°C und einer Messwellenlänge von $\lambda=405\text{nm}$ graphisch dargestellt. Bei der Intensitätsmodulation $I_\perp(U)$ von einem Minimum (10 Volt) zu dem nächsten Maximum (3 Volt) wird gerade der Phasenhub von π erreicht.

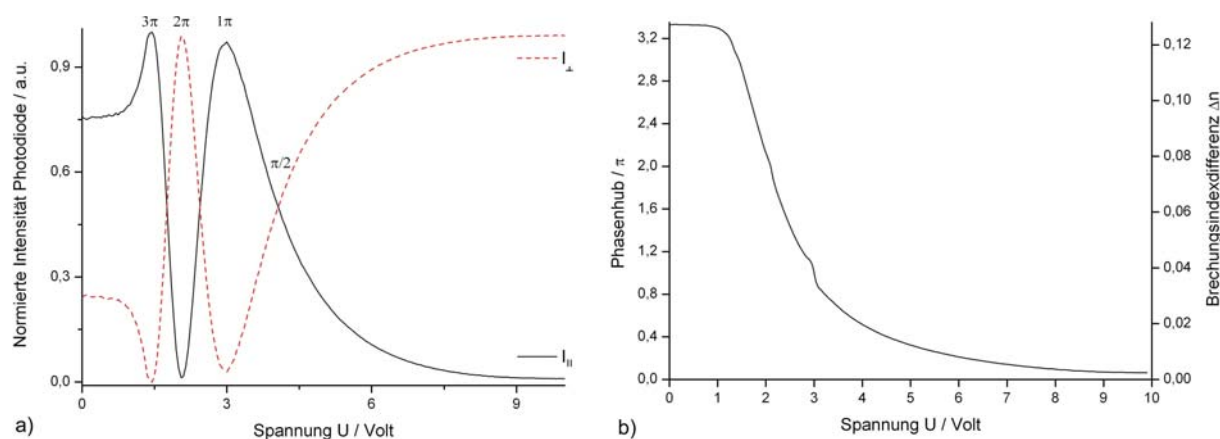


Abb. 2.11: a) Phasenhubmessung für eine $5,3 \mu\text{m}$ dicke Zelle (FK: MLC 15800-100, $T=20^\circ\text{C}$, $\lambda=405\text{nm}$); b) Auswertung der in a) aufgenommenen Messdaten: Phasenhub-Spannungscharakteristik und Brechungsindexdifferenz in Abhängigkeit der angelegten Spannung).

Zusammen mit der zweiten Messkurve $I_\parallel(U)$ kann nach der von Shin-Tson Wu entwickelten Methode folgender mathematischer Zusammenhang für den Phasenhub φ hergeleitet werden [9, 21]:

$$\begin{aligned} \varphi(T, \lambda, U) &= m\pi + 2\tan^{-1}\sqrt{\frac{I_\perp(U)}{I_\parallel(U)}} & \text{mit } m = 0, 2, 4, \dots \\ \varphi(T, \lambda, U) &= (m+1)\pi - 2\tan^{-1}\sqrt{\frac{I_\perp(U)}{I_\parallel(U)}} & \text{mit } m = 1, 3, 5, \dots \end{aligned} \quad (2.6)$$

m entspricht dem jeweiligen Transmissionszyklus. Anhand dieser Formeln und der beiden aufgenommenen Intensitätskurven aus Abb. 2.11 a) kann man den spannungsabhängigen Phasenhub einer Flüssigkristallzelle errechnen. Zusammen mit Gleichung 2.3 lässt sich danach die spannungsabhängige Brechungsindexdifferenz bestimmen:

$$\Delta n(T, \lambda, U) = \frac{\lambda}{2\pi d} \varphi(T, \lambda, U) \quad (2.7)$$

Sie ist bis auf einen systembedingten und konstanten Skalierungsfaktor ($=\frac{\lambda}{2\pi d}$, mit Zeldicke d und Messwellenlänge λ) mit dem spannungsabhängigen Phasenhub identisch. In Abb. 2.11 b) sind $\varphi(U)$ und $\Delta n(U)$ dargestellt. Auffällig ist hier eine Stufe bei ca. 3 Volt: da Minimum und Maximum der gemessenen Intensitätskurven bei dem Wert von 3 Volt nicht vollständig auf 0 abfallen bzw. auf 1 ansteigen, kommt es durch die Auswertung nach Gleichung 2.6 bei der Phasenhubkurve zu dieser Unregelmäßigkeit. Der physikalische Grund hierfür liegt in einem nicht auf die Wellenlänge ($\lambda=405\text{nm}$) abgestimmten Polarisationsfilter. Er ist nicht imstande das ankommende Laserlicht vollkommen zu blockieren. Auftretende Stufen in der Phasenhubkurve können hier als systematischer Fehler der Berechnungsmethode betrachtet werden.

Maximaler Phasenhub und maximale Brechungsindexdifferenz

Der Phasenhub und die Brechungsindexdifferenz ist bei ausgeschalteter Zelle ($U=0\text{V}$) maximal. Die Beispielzelle ($d=5,3\mu\text{m}$) hat bei gegebenem Parametersatz ($\lambda=405\text{nm}$, $T=20^\circ$) den maximalen Phasenhub von $\varphi_{max} = 3,3 \pi$ und die maximale Brechungsindexdifferenz $\Delta_{max} = 0,126$.

2.3 Schaltzeiten nematischer Flüssigkristall-Zellen

Die Schaltzeiten einer Flüssigkristallzelle hängen von vielen verschiedenen Parametern ab (Polarisierbarkeit der Moleküle, Steuerspannung, Rotationsviskosität, Temperatur, Zeldicke). Ebenso gelten für den Ein- und Ausschaltvorgang unterschiedliche Bedingungen, welche sich durch ein einfaches Federmodell erklären lassen. Alle benachbarten FK-Moleküle sind in diesem Modell untereinander verbunden und werden bei Anlegen einer äußeren Spannung gegen die zwischenmolekularen Wechselwirkungskräfte ausgelenkt. Beim Entfernen des elektrischen Feldes reorientieren die Flüssigkristalle durch die molekularen Rückstellkräfte in ihre Ausgangsposition. Die elektrischen Feldkräfte sind stärker als die molekularen Rückstellkräfte, wodurch die Einschaltzeiten wesentlich schneller als die Ausschaltzeiten sind [13].

Dynamik der Reorientierung des Direktors \vec{n}

Damit eine Abschätzung über die Schaltzeiten gemacht und Möglichkeiten zu deren Optimierung gefunden werden können, bedarf es einer mathematischen Beschreibung des globa-

len dynamischen Verhaltens der Flüssigkristallmoleküle. Hierzu existieren zwei Veröffentlichungen von J.L. Erickson [22] und F.M. Leslie [23], in denen die Erickson-Leslie Gleichung (siehe Gl. 2.8) zur dynamischen Beschreibung des örtlichen und zeitlichen Verhaltens des Direktors \vec{n} im elektrischen Feld vorgestellt wird:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z}[(K_{11}\cos^2\phi + K_{33}\sin^2\phi)\frac{\partial}{\partial z}] + (K_{33} - K_{11})\sin\phi \cdot \cos\phi\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)^2 \\ & + (\alpha_2\sin^2\phi - \alpha_3\cos^2\phi)\frac{\partial v}{\partial z} + \varepsilon_0\Delta\varepsilon E^2\sin\phi \cdot \cos\phi = \gamma_1\frac{\partial\phi}{\partial t} + I\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Hierbei sind K_{11} und K_{33} die Elastizitätskonstanten für Verformung und Biegung, $\alpha_{2,3}$ die Leslie Viskositätskoeffizienten, ϕ ist der Winkel der Direktorauslenkung, v die Fließgeschwindigkeit, $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$ die Rotationsviskosität, I das Trägheitsmoment des Flüssigkristalls, $\Delta\varepsilon$ die dielektrische Anisotropie ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_e - \varepsilon_o$) und E das elektrische Feld. Da diese Gleichung in der Regel nur analytisch lösbar ist, müssen bestimmte Annahmen zur Vereinfachung getroffen werden. Nach der sog. Klein-Winkel-Approximation (*small angle approximation*) mit folgenden Annahmen

- ϕ ist klein $\rightarrow \sin\phi \sim \phi$
- $K_{11} = K_{22} = K_{33} = K$ (*one constant approximation*)
- keine Rückflusseffekte \rightarrow Fließgeschwindigkeit $v = 0$
- das Trägheitsmoment I der Moleküle ist vernachlässigbar $\rightarrow I \sim 0$

lässt sich Formel 2.8 stark vereinfachen zu:

$$K\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} + \varepsilon_0\Delta\varepsilon E^2\phi = \gamma_1\frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (2.9)$$

Die Lösung dieser Gleichung führt zu gleichen Ergebnissen für die Schaltzeiten wie eine alternative komplexe Berechnungsmethode. Die Einschaltzeit(τ_{ein}) sowie die freie Relaxationszeit (τ_{aus}) lassen sich aus 2.9 in erster Näherung bestimmen zu [9]:

$$\tau_{ein} = \frac{\frac{\gamma_1 d^2}{K_{11}\pi^2}}{[(\frac{V}{V_{th}})^2 - 1]} \quad (2.10)$$

$$\tau_{aus} = \frac{\gamma_1 d^2}{K_{11}\pi^2} \quad (2.11)$$

In diesen Formeln bezeichnet γ_1 die Rotationsviskosität, V_{th} die Schwellspannung, d die Zelldicke und K_{11} die Verformungs-Elastizitätskonstante (*splay elastic constant*). Anhand dieser Gleichungen können grundlegende Ansätze zur Optimierung der Schaltzeit gemacht

werden. Die Einschaltzeit kann durch eine höhere Ansteuerspannung und eine niedrigere Schwellwertspannung verbessert werden. Da die Schwellwertspannung ein Materialparameter ist und von der dielektrischen Anisotropie des verwendeten FKs abhängt, ist eine direkte Beeinflussung nicht möglich. Eine höhere Spannung kann bis zum Grenzwert der Durchschlagsspannung angelegt werden. In der hier vorgelegten Arbeit wurde allerdings eine Maximalspannung von 10 Volt nie überschritten. In beiden Gleichungen optimiert die Reduzierung der Rotationsviskosität die Schaltzeit. Die Zelldickenminimierung führt aufgrund der quadratischen Abhängigkeit zu einer wesentlichen Verbesserung. Die Elastizitätskonstante spielt aufgrund ihrer geringen Variabilität durch äußere Einflüsse eine untergeordnete Rolle.

2.3.1 Schaltzeitverbesserung

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit war die Realisierung eines schnell schaltbaren FK-Phasenmodulators zur Phasencodierung in einem volumenholographischen Datenspeichersystem. Um eine ausreichende Datentransferrate zu gewährleisten, sollte die Ein- und Ausschaltzeit weniger als eine Millisekunde betragen. Es existieren diverse Standardtechniken zur Schaltzeitoptimierung [9]. Allerdings konnte nur durch die innovative Kombination und Verbesserung verschiedener Verfahren dieses Ziel erreicht werden. In diesem Abschnitt werden folgende Techniken genauer betrachtet:

- Reduktion der Zelldicke
- Auswahl des Flüssigkristalls - Materialparameter und Moleküldesign
- Temperatur-Effekt
- Transient Nematic Effekt

Die Reduktion der Zelldicke lieferte in den vorliegenden Untersuchungen den größten positiven Beitrag: bei einer Zelldickenreduzierung auf den sub- μm Bereich wurde eine Schaltzeitverbesserung um den Faktor 30 festgestellt. Ein neues Verfahren zur Herstellung ultradünner Zellen wurde dafür im Rahmen dieser Arbeit entwickelt (siehe Kapitel 3.1.2). An zweiter Stelle führte die Verwendung des Temperatureffektes durch die damit verbundene Verringerung der Rotationsviskosität zu niedrigen Schaltzeiten. Der Transient Nematic Effekt wirkt sich funktionsbedingt nur auf die Ausschaltzeit aus, wohingegen die ersten beiden Effekte Ein- und Ausschaltzeit beeinflussen.

Reduktion der Zelldicke

Wie zuvor erwähnt, bewirkt die Reduktion der Zelldicke aufgrund der quadratischen Abhängigkeit eine wesentliche Verbesserung der Einschaltzeit und der freien Relaxationszeit.

Durch die Reduzierung der Zelldicke wird die Randanbindung der inneren Moleküle erhöht. Es existiert allerdings ein kritischer Wert für die Dicke, ab dem ein gewünschter Phasenhub ggf. nicht mehr realisiert werden kann. Nach Gleichung 2.4 kann die minimale Zelldicke für einen Parametersatz bestimmt werden: für einen Phasenhub von 1π bei $\lambda=405\text{nm}$, Temperatur $T=20^\circ\text{C}$, Brechungsindexdifferenz $\Delta n=0,359$ (FK: BL006) berechnet sich die kritische Zelldicke zu $d = 564\text{nm}$. Unterschreitet man diesen Wert, ist eine Phasenmodulation von π nicht mehr möglich. Möchte man zusätzlich den Temperatureffekt nutzen, so ist zu beachten, dass der maximale Phasenhub weiter abnimmt. Dies sollte beim Zelldesign mit berücksichtigt werden. Eine alternative Methode die Zelldicke zu reduzieren wurde in den Arbeiten von Somakanthan Somalingam [16] und Ralf Bräutigam [17] untersucht: über die Einbettung der Flüssigkristallmoleküle in kleinere Subdomänen ($\varnothing \sim \mu\text{m}$) wird effektiv die Zelldicke verringert, da jede Subdomäne individuell zur Randanbindung beiträgt. Dies kann durch die Verwendung polymerstabilisierter Flüssigkristall-Netzwerke oder sog. Filled-Nematics realisiert werden [16].

Auswahl des Flüssigkristalls: Materialparameter und Moleküldesign

Die Materialeigenschaften, die im Wesentlichen die Schaltzeiten beeinflussen, sind die Rotationsviskosität γ_1 , die Elastizitätskonstante K_{11} und die dielektrische Anisotropie, welche die Schwellspannung V_{th} beeinträchtigt. Der optimale Flüssigkristall zeichnet sich durch ein niedriges γ_1 und eine hohe dielektrische Anisotropie, bzw. hohe Brechungsindexdifferenz Δn aus. In der Flüssigkristall-Materialforschung wird versucht, diese Materialparameter durch gezieltes Moleküldesign zu optimieren [24]. S. Gauza et al. stellten hierzu in [25] neue experimentelle Flüssigkristallmischungen mit hoher Brechungsindexdifferenz und niedriger Rotationsviskosität vor. In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene kommerziell erhältliche nematische FK der Firma Merck, Darmstadt getestet. BL 006 zeigte hierbei in den Experimenten die besten Resultate (vgl. Kapitel 3.3.1). Er besitzt eine sehr hohe Brechungsindexdifferenz ($\Delta n=0,359$ bei $\lambda=405\text{nm}$) im Vergleich zu anderen Flüssigkristallmischungen und ist daher besonders für die Verwendung in ultradünnen Zellen (sub μm -Bereich) geeignet. Bereits bei Zimmertemperatur wurde eine Einschaltzeit von $0,3\text{ms}$ gemessen. Auf den Einsatz von schnell schaltbaren ferroelektrischen FK (Schaltzeit $< 100 \mu\text{s}$) wurde in dieser Arbeit aufgrund des komplizierten Temper-Prozesses bei der Herstellung und des bistabilen Schaltverhaltens verzichtet [13]. Die einfache Handhabung, die hervorragenden optischen Eigenschaften in Bezug auf die hocheffiziente Phasenmodulation und die analoge Kontrolle des Phasenhubes sind die Vorteile der nematischen Flüssigkristallzellen gegenüber ferroelektrischen FKs.

Transient Nematic Effekt

Der Transient Nematic Effekt macht sich die starken molekularen Rückstellkräfte im oberen Spannungsbereich zu Nutze: im eingeschalteten Zustand (10 Volt) sind fast alle FK-Moleküle senkrecht zu den Glassubstraten ausgerichtet und besitzen so die größtmögliche Rückstellkraft. Aufgrund der hohen Randanbindungskräfte werden die Moleküle, die sich direkt an der Substratoberfläche befinden, zuletzt in Richtung des elektrischen Feldes ausgerichtet. Beim Schalten des Phasenhubes von π bleiben die innenliegenden Moleküle in

ihrer Position nahezu unverändert, während der Beitrag zur Phasenänderung wesentlich von den äußeren Flüssigkristallen geleistet wird. Hierzu zeigt Abbildung 2.12 die Winkelverteilung des Direktors über die relative Position innerhalb der Zelle bei unterschiedlichen Haltespannungen in einer Computersimulation und verdeutlicht so das Verhalten der FK-Moleküle im oberen Spannungsbereich.

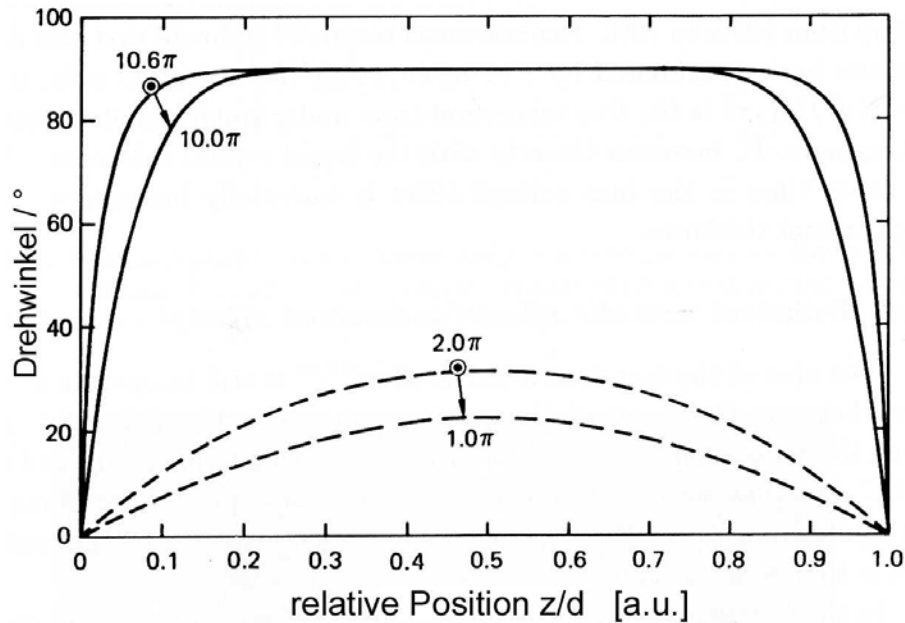


Abb. 2.12: Auslenkung des Direktors bei verschiedenen Ansteuerspannungen über die relative Position [9].

Bei der Phasenhubänderung von $10,6$ auf 10π sind nur die äußeren Moleküle beteiligt, was den Schaltvorgang zeitlich begünstigt, im niederen Spannungsbereich (2 auf 1π) hingegen werden nahezu alle Moleküle reorientiert. Die Drehung der Moleküle ist am schnellsten, wenn das elektrische Feld zunächst vollständig ausgeschaltet wird. Die FKe können so aufgrund der molekularen Rückstellkräfte durch den hohen Spannungsgradienten ungehindert relaxieren. Erst beim Erreichen der neuen Molekülposition, wird die Haltespannung, die der Spannung zum gewünschten Phasenhub entspricht, angelegt. Abbildung 2.13 verdeutlicht beispielhaft die zeitliche Abfolge der verschiedenen Ansteuerspannungen für den Phasenhub von einem π unter Verwendung des Transient Nematic Effektes. Die hohe Haltespannung (10 Volt Wechselspannung) wird für 5ms angelegt, anschließend für 5ms ausgeschaltet und schließlich nach Erreichen des Phasenhubes von π auf 5 Volt geregelt. Die einhüllende rote Kurve bezeichnet die Amplitude der angelegten Spannung.

Eine mathematische Beschreibung des dynamischen Verhaltens des Transient Nematic Effektes ist mit der Erickson-Leslie-Gleichung (Gl. 2.8) unter der Annahme $V \gg V_{th}$ möglich aber aufgrund der komplexen Gleichung nur mit einem numerischen Ansatz zu lösen. Wu et al zeigten mit Computersimulationen und experimentellen Resultaten folgenden Zusam-

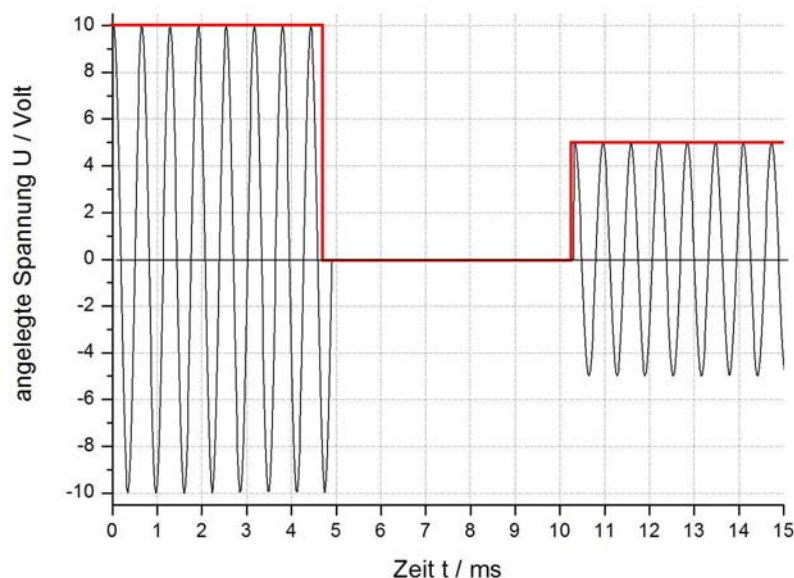


Abb. 2.13: Ansteuerspannung unter Verwendung des TNE.

menhang für die Schaltzeit t_0 unter Verwendung des Transient Nematic Effekts [26, 27]:

$$t_0 \approx \left(\frac{\Delta/\pi}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{(1 - \zeta V_{th}/V_i)^2} \frac{\gamma_1 \lambda^2}{K_{11} \Delta n^2} \quad (2.12)$$

Δ bezeichnet die resultierende Phasenhubänderung zwischen V_π und V_i , ζ ist eine Materialkonstante (Krümmung des spannungsabhängigen Phasenhubs im hohen Spannungsbereich). Die Ausschaltzeit ist in dieser Gleichung von der Zelldicke unabhängig, solange der maximal erreichbare Phasenhub φ_{max} viel größer als 1π ist. Allerdings ist bei einer dicken Zelle ($> 10 \mu\text{m}$) eine höhere Ansteuerspannung notwendig. Die Schaltzeit ist weiterhin antiproportional zu $\frac{K_{11} \Delta n^2}{\gamma_1}$. Alle diese Größen sind temperaturabhängige Materialparameter. Im nächsten Abschnitt *Temperatureffekt* wird auf die Optimierung dieses Faktors durch Temperaturerhöhung eingegangen.

Temperatureffekt

Bei diesem Effekt wird die starke Temperaturabhängigkeit der Rotationsviskosität eines FKs ausgenutzt (Abb. 2.14 a). Der Beitrag von K_{11} ist im Vergleich zur Rotationsviskosität gering. Weiterhin ist zu beachten, dass auch die Brechungsindexdifferenz Δn bis zum Erreichen des Klärpunktes und entsprechend der maximal erreichbare Phasenhub der Zelle

abnimmt (Abb. 2.14 b). Dies wirkt dem positiven Beitrag der sinkenden Rotationsviskosität zur Schaltzeitoptimierung entgegen.

Es lässt sich daher aus der vorausgegangenen Gleichung 2.12 folgender Güteparameter g definieren:

$$g = \frac{K_{11} \Delta n^2}{\gamma_1} \quad (2.13)$$

Je größer dieser Wert ist, desto niedriger ist die resultierende Schaltzeit der FK-Zelle. Die optimale Betriebstemperatur der Zelle liegt im Maximum des Güteparameters g ($\rightarrow dg/dT=0$). Eine mathematische Approximation der optimalen Temperatur T_{opt} wurde in [9, 28] vorgestellt. T_{opt} liegt für die meisten FK-Mischungen ca. 20°C unterhalb des Klärpunktes [28]. Die Abhängigkeit des Güteparameters g über die Temperatur ist für verschiedene Flüssigkristallmischungen (IR-41, E-7, E-44) in Abb. 2.14 c) im Vergleich dargestellt.

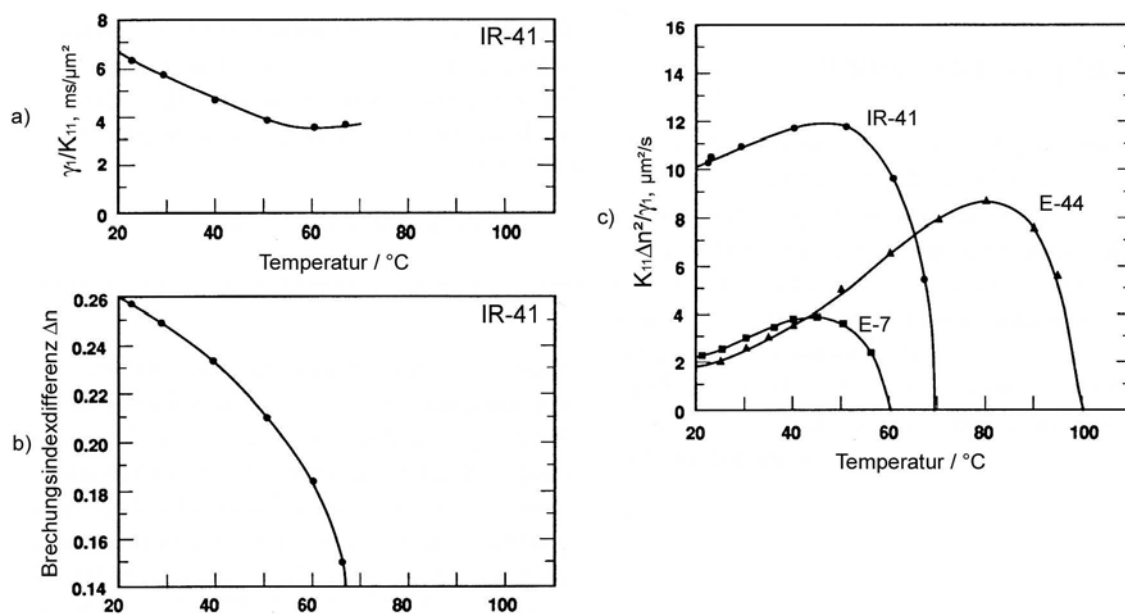


Abb. 2.14: Temperaturabhängigkeit a) der Rotationsviskosität γ_1 , b) der Brechungsindexdifferenz Δn und c) des Güteparameters g bei verschiedenen Flüssigkristallmischungen IR-41, E7 und E-44

Bei IR-41 handelt es sich um eine experimentelle Mischung. E-7 und E-44 sind kommerziell bei der Firma Merck, Darmstadt erhältlich. IR-41 zeigt einen deutlich höheren Güteparameter g , was auf eine schnellere Schaltzeit als bei den Vergleichsmischungen hinweist [9]. Für die praktische Umsetzung des Temperatureffektes ist eine hochgenaue Temperaturstabilisierung der FK-Zelle nötig. Im nächsten Kapitel werden hierzu zwei Lösungen vorgestellt.

Kombination der Effekte zur Schaltzeitverbesserung

Durch die Kombination aller hier vorgestellten Techniken kann für einen nematischen Flüssigkristall die bestmögliche Schaltzeitreduzierung realisiert werden. Möchte man die Zelle optimal an das optische Gesamtsystem anpassen, so ist die Dicke der FK-Zelle so zu wählen, dass bei der erhöhten Arbeitstemperatur T_{opt} gerade dann ein Phasenhub von π erreicht wird, wenn man von der maximalen Spannung (z.B. 10 Volt) auf 0 Volt schaltet. Für die Verwendung des Transient Nematic Effektes bedeutet dies, dass die neue Haltespannung mit dem Schalten auf 0 Volt übereinstimmt. Am Ende von Kapitel 3.3 werden die experimentellen Untersuchungen hierzu vorgestellt. Die Herstellung einer ultradünnen Zelle ($< 1\mu m$) und die Verwendung des TNE bei einer Arbeitstemperatur von 57 Grad Celsius führte zu einer Schaltzeit im sub-ms Bereich.

Kapitel 3

Flüssigkristall-Phasenmodulator

Da Flüssigkristalle sowohl im Bereich der Unterhaltungsindustrie (FK-Displays, Video-Beamer) als auch in Spezialgebieten der Optik (Phasen- und Amplitudenmodulatoren, Spezialshutter) ein hohes Anwendungspotential besitzen, ist man sehr an der Optimierung der optischen Eigenschaften (Schaltzeit, Stabilität, Temperaturbereich) interessiert. Weltweit arbeiten daher Forschungsgruppen an den Möglichkeiten zur Schaltzeitverbesserung von Flüssigkristallzellen. Über die Kombination aller in dieser Arbeit verwendeten Effekte wurde die Ausschaltzeit eines kommerziell erhältlichen nematischen FKs auf 0,5ms reduziert. Die Betriebstemperatur der ultradünnen FK-Zelle (Dicke $d=0,72\mu\text{m}$) konnte hierbei mit einem internen Thermosensor auf $\pm 0,04^\circ\text{C}$ stabilisiert werden. Im Vergleich zur realisierten schnellen FK-Zelle besitzen die neusten FK-Monitore eine Reaktionszeit von ca. 2ms, optische Spezialshutter und käuflich erhältliche Phasenmodulatoren eine Schaltzeit von $>1\text{ms}$.

Nach der Einführung in die Flüssigkristall-Technologie im vorangegangenen Kapitel befassen sich die nun folgenden Seiten mit der Herstellung und optischen Charakterisierung eines Flüssigkristall-Phasenmodulators. Hierzu werden die verwendeten Herstellungs- und Kalibrationsverfahren vorgestellt. Insbesondere wird auf die neu entwickelte Technik der Fotolack-Spacer zur Realisierung ultradünner Zellen im sub- μm Bereich sowie die interne Temperaturstabilisierung zur effizienten Nutzung des Temperatureffekts eingegangen. Das Kapitel schließt mit den experimentellen Resultaten der Schaltzeitverbesserung.

3.1 Herstellungstechnologien

3.1.1 Zellenbau - Eine Übersicht

In diesem Abschnitt wird der vollständige Herstellungsprozess einer FK-Zelle im Labormaßstab vorgestellt. Zu Beginn wird die verwendete Laserlithographie - Anlage beschrieben, mit der auch in einem ähnlichen Verfahren diffraktive optische Elemente realisiert werden.

Vorbehandlung: Bevor die lithographische Strukturierung vorgenommen werden kann, müssen die verwendeten Substrate zunächst einer gründlichen Reinigung unterzogen werden. Nur so kann eine nahezu partikelfreie Oberfläche gewährleistet werden. Staub im μm -Bereich gefährdet den Belackungsprozess sowie die nasschemische Entwicklung: im Falle des Phasenmodulators können Kurzschlüsse oder fehlende Kontaktierung die Folge sein. Bei diffraktiven Strukturen sind die Auswirkungen einzelner Fehlstellen unkritisch. Glassubstrate mit Chrom-Beschichtung werden für die Herstellung von Mastermasken benötigt. Die für die Phasenmodulatoren verwendeten Glassubstrate sind bereits mit einer transparenten und elektrisch leitfähigen Indiumzinnoxid (ITO) - Schicht versehen. Das Aufbringen einer Antireflex-Schicht (MgF_2) über eine Sputter- oder Elektronenstrahlverdampfungsanlage erhöht zudem die Transmission des Modulators (siehe Abschnitt *Anti-Reflektions-Beschichtung*).

Fotolackbeschichtung: Auf die gereinigten Substrate wird eine dünne Schicht Fotolack mit dem Spincoater APT-Polos MCD200-NPP der Firma APT aufgebracht. Die Schichtdicke des Lacks ($0,5\mu\text{m}$ - $2\mu\text{m}$) wird über die Umdrehungsgeschwindigkeit und den Verdünnungsgrad eingestellt. Man unterscheidet positiven und negativen Fotolack: die fotoaktive Komponente des Positiv-Lacks wird an den belichteten Stellen aufgebrochen, so dass dieser Teil löslich und beim Entwicklungsprozess nasschemisch abgelöst und entfernt wird; nur die unbelichteten Stellen bleiben stehen. Bei Negativlack verhält es sich prinzipiell genau umgekehrt. Der Zusammenhang der Umdrehungsgeschwindigkeit mit der resultierenden Schichtdicke ist in Abb. B.1 in Anhang B für die Positivlack-Serie S18xx dargestellt. Nach der Rotationsbeschichtung werden die restlichen Lösungsmittel bei einem Tempervorgang von 30 Minuten bei 100°C evaporiert (*Softbake*).

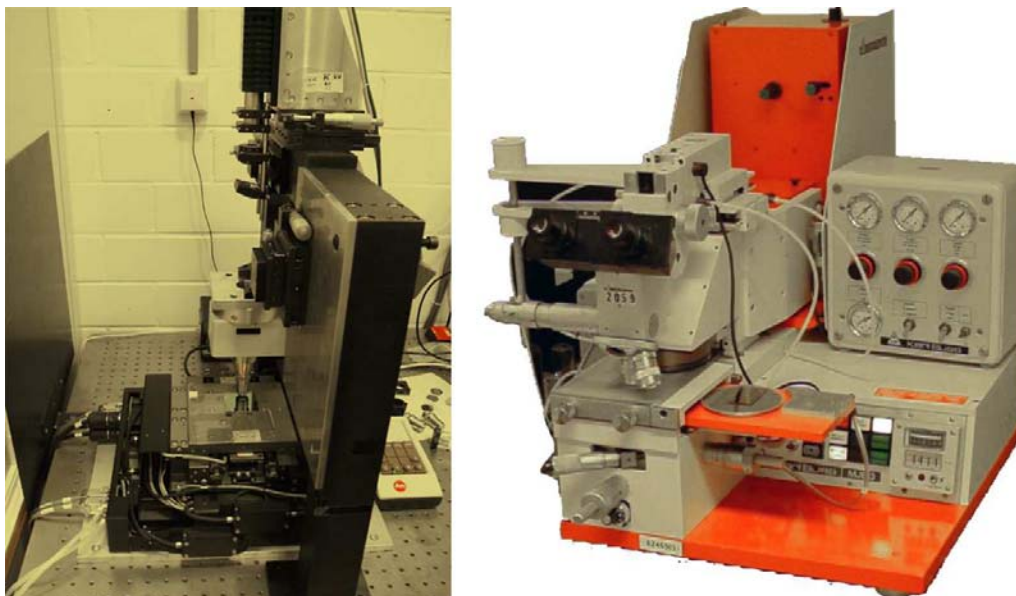


Abb. 3.1: Laserlithographie-Anlage und Maskaligner zur Fotolackstrukturierung.

Strukturierung durch lithographische Prozesse:

Zur Strukturierung des Fotolacks standen ein Maskaligner MJ3B der Firma Karl Süss und die Laserlithographie-Anlage des Instituts (siehe Abb. 3.1), die in mehreren Diplom- und Doktorarbeiten entwickelt und aufgebaut wurde, zur Verfügung. Weiterführende Informationen bzgl. der Lithographie-Anlage sind in [29] nachzulesen. An dieser Stelle werden nur die wesentlichen Systemparameter genannt: die minimal realisierbare Strukturgröße hängt von dem verwendeten Mikroskop-Objektiv ab. Es konnten hierbei Auflösungen von bis zu einem Mikrometer bei einer numerische Apertur des Mikroskopobjektives von $NA = 0,85$ erreicht werden. Die präzise Positionierung des Substrates wurde mit einem luftgelagerten Verschiebetisch der Firma *DOVER Instruments Corp.* realisiert. Der maximale Verfahrweg des Tisches liegt bei 50mm x 50mm, das Adressraster beträgt 20nm. Der Positionierungs-Fehler ist kleiner als 50nm. Über ein Auto-Fokus-System werden geringe Abstandsvariationen zum Substrat kompensiert. Die Lithographie-Anlage arbeitet mit zwei unterschiedlichen Schreibmodi: einem vektor - und einem bitmap (bzw. matrix) - basierten Modus. Über den Vektor-Modus können gerade Linien, Vollkreise und Kreisbögen geschrieben werden. Größere Flächen werden dabei durch mehrere nebeneinander liegende Vektoren ausgefüllt. Der Abstand dieser Linien wird als *Filling* definiert und entspricht dem Fokus-Durchmesser des Lasers auf dem Fotolack-Substrat. Über eine genaue Wahl dieses Parameters kann die Schreibzeit auf ein Minimum reduziert werden. Ein zu kleiner Wert bewirkt eine Überbelichtung des Fotolacks und dadurch eine Verbreiterung der eigentlichen Struktur. Ist der Wert zu groß gewählt, kommt es zu Bereichen, die nicht vollständig belichtet werden. Die Schreibzeit nimmt mit der Anzahl der Vektoren zu. Der Bitmap-Modus erlaubt das Schreiben einer beliebigen Struktur. Für große Strukturen erhöht sich der Speicherbedarf für die notwendige Steuerdatei in Form einer Matrix allerdings beträchtlich (Bsp.: eine Strukturgröße von $(40 \cdot 30)mm^2$ führt zu einer Datenmenge von ca. $1,2 \cdot 10^9$ Bits). Der Schreibmodus wird entsprechend des Strukturdesigns und der Schreibzeit ausgewählt.

Um die Herstellungszeiten zu reduzieren, bieten sich für die Reproduktion mehrerer Phasenmodulatoren oder diffraktiver optischer Elemente die Herstellung einer Mastermaske an. Hierzu wird ein Chrom-Glassubstrat nach dem oben beschriebenen Prozess mit Fotolack beschichtet und in einem mehrstündigen Lithographie-Prozess belichtet. Bei dem sich anschließenden nasschemischen Entwicklungsschritt wird der belichtete (positiver Lack), bzw. unbelichtete (negativer Lack) Teil entfernt. Mithilfe einer Ätzlösung (Essigsäure, Ammoniumcer(IV)-Nitrat: $Ce(NH_4)_2(NO_3)_6 + aq.$) wird an den fotolackfreien Stellen das Chrom abgelöst: man erhält eine Amplituden-Maske der gewünschten Struktur. Durch eine Kontaktbelichtung von ca. 15 Sekunden über den Maskaligner und anschließenden Entwicklungsschritt wird die gewünschte Phasenmodulator-Struktur der Mastermaske auf den Fotolack des beschichteten ITO-Glassubstrates übertragen. Der verbliebene Fotolack schützt nun das Indiumzinnoxid während des Ätzverfahrens. Die für das nasschemische Ätzen verwendete Lösung (37% HCl, 40% $FeCl_3 \cdot 6H_2O$, H_2O im Verhältnis 2:1:1) wird für eine optimale chemische Reaktion auf 55° Celsius erwärmt. Die Dauer des Ätzvorganges ist auf die jeweilige ITO-Schichtdicke anzupassen. Die folgenden Verfahrensschritte beziehen sich auf das strukturierte ITO-Substrat.

Orientierungsschicht: Nach dem Entfernen der Fotolackreste wird mit dem Spincoater der Orientierungslayer Polyimid aufgeschleudert. Ein anschließender Hardbake für 2 Stunden bei 230°C härtet den Film aus. Das unidirektionale Reiben dieser Schicht (siehe Abb. 3.2) führt später zur homogenen Orientierung der FKe. Eine Untersuchung der Orientierungsqualität in Abhängigkeit der Reibevorgänge wurde ebenfalls durchgeführt. Die Ergebnisse hierzu werden im Anschluss an diese Übersicht vorgestellt.

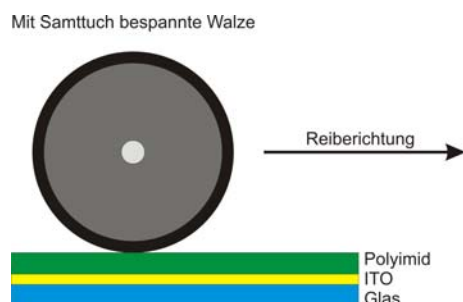


Abb. 3.2: Skizze: Orientieren der Polyimid-Schicht durch Reiben an einem Samttuch.



Abb. 3.3: Anpress-Einheit für den dünnen Zellenbau: über den Stempel werden die beiden Glassubstrate zusammengedrückt.

Dickenbestimmung: Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, hängt die Funktionsweise der Zelle stark mit der FK-Ausrichtung zusammen. Nach der Orientierung werden beide Substrate antiparallel in Bezug auf ihre Reiberichtung ausgerichtet, um eine reine Phasenmodulation zu ermöglichen. Die zwischen beiden Substraten zuvor angebrachten Folien-Spacer (2 - 120 μm) dienen als definierte Abstandshalter. Die Zelle wird unter mechanischem Druck mit UV-Klebstoff fixiert. Hierzu wurde eine punktuelle Anpress-Vorrichtung (Abb. 3.3) genutzt. Der Nachteil bei diesem Verfahren liegt in der inhomogenen Druckverteilung und der daraus resultierenden ungleichmäßigen Zelldicke.

In letzten Fertigungsprozessen wurde eine neue Methode eingeführt und getestet, bei denen der verfügbare Maskaligner eingesetzt wurde. Der Maskaligner MJ3B sorgt für eine einheitliche Zelldicke beim Zusammenbau, indem beim Anpressen durch eine interne dreipunktgelagerte mechanische Federung ein homogener Druck auf die beiden zusammengeführten Glassubstrate ausgeübt wird. Zur Fixierung der Glassubstrate werden die UV-Klebspunkte mit der integrierten Halogenlampe des Maskenausrichters ausgehärtet. Die Dicke der ungefüllten Zelle wird durch ein spektrometrisches Messverfahren mit dem USB Spektrometer Avantes Typ Ava-Spec 1024 bestimmt. Ein aufgenommenes Spektrum ist in Abb. 3.4 zu sehen. Die leere Zelle verhält sich hierbei wie ein Fabry-Perot Interferometer. Daher kann folgende Gleichung zur Berechnung der Zelldicke d hergeleitet werden [9, 30]:

$$d = \frac{m}{2n} \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (3.1)$$

m steht für die Anzahl der eingeschlossenen Minima, n für den Brechungsindex, λ_1 und λ_2 für die betrachteten Maxima der Wellenlänge.

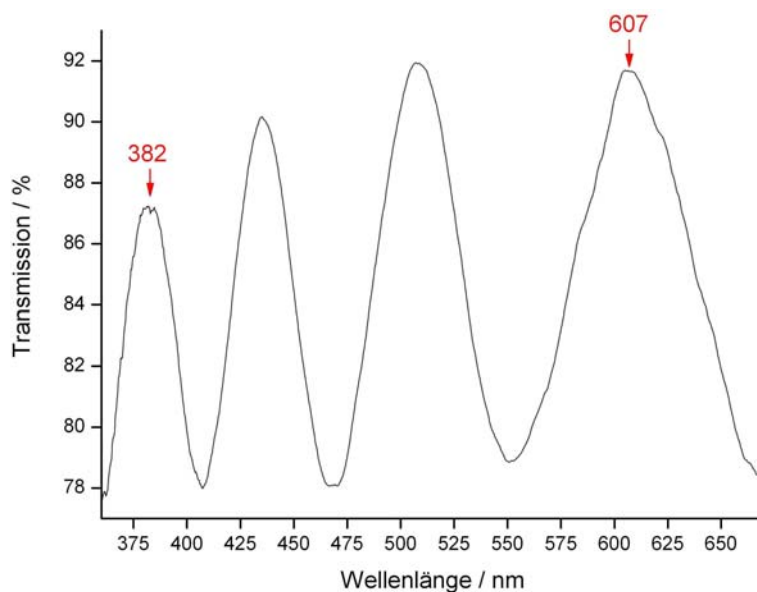


Abb. 3.4: Spektrum einer ungefüllten $1,5 \mu\text{m}$ dicken Zelle.

Aus den experimentellen Daten des Spektrums in Abb. 3.4 und mit $m=3$, $n=1$, $\lambda_1=382\text{nm}$ und $\lambda_2=607\text{nm}$ berechnet sich die Zelldicke zu $d=1,5 \mu\text{m}$.

Befüllen der Zelle: Bevor die Zelle mit UV-Kleber vollständig luftdicht versiegelt wird, füllt man den gewünschten FK durch Ausnutzung der Kapillarkräfte in die Zelle. Bei ultradünnen Zellen ($< 2\mu\text{m}$) wird dieser Arbeitsschritt im Vakuum durchgeführt, um Lufteinschlüsse zu vermeiden (siehe Abb. 3.5 und 3.6).



Abb. 3.5: Vakuumanlage zum Befüllen dünner Zellen.

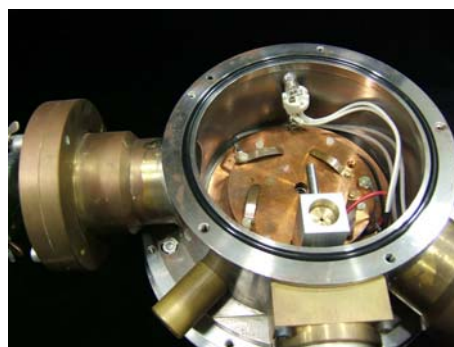


Abb. 3.6: Detailaufnahme der Vakuumkammer.

Kontaktierung: Nach der Versiegelung wird die Zelle kontaktiert, um eine elektrische Ansteuerung zu ermöglichen. Hierbei wurden drei verschiedene Kontaktierungsmethoden verwendet. Für eine geringe Anzahl von Kontaktpunkten (< 10) empfiehlt sich die Lötmethode, bei der die Verbindungspunkte manuell miteinander verlötet werden. Bei einer größeren

Anzahl hat man die Wahl zwischen dem Thermo-Kompressiv-Bonden und der Verwendung von Leitgummi. Beim Bonden wird die elektrische Verbindung zwischen der ITO-Schicht und einer Platine mit einem leitfähigen Film (ACF-Band: **A**nisotropic **C**onductive **F**ilm) und einem Flexband hergestellt (siehe Abb. 3.7).

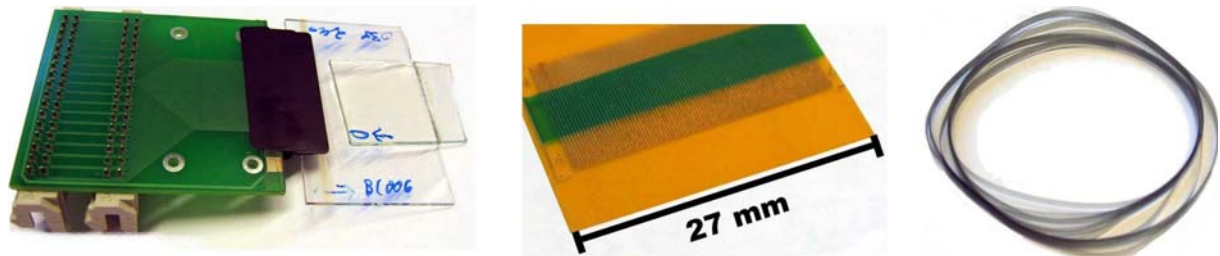


Abb. 3.7: Mit dem Thermo-Kompressiv-Bonden kontaktierte FK-Zelle, Flexband mit Goldkontakten, AFC-Band.

Das ACF-Band schmilzt bei hoher Temperatur und hohem Druck und verbindet so zuverlässig die Elektroden. Für diese Technik ist allerdings eine spezielle Thermo-Bonding-Anlage notwendig. Da diese Technik am IAP nicht zur Verfügung steht, wurde mit dem Bonden der von uns verwendeten Zellen eine externe Firma (*Fa. Optrex*) beauftragt. Als Standard wird in der Display-Technologie zur Kontaktierung elastisches Leitgummi eingesetzt. Aufgrund seiner einfachen Handhabung eignet es sich auch für die Prototypen-Fabrikation. Es besitzt eine lamellenartige Struktur, welche abwechselnd aus leitfähigem Carbon- und isolierendem Silikon-Gummi besteht. Es stellt so eine elektrische Verbindungen nur zwischen den gewünschten Kontakten her. Die Voraussetzung hierfür ist ein ausreichender mechanischer Anpressdruck zwischen den zu kontaktierenden Flächen. Das Leitgummi und die dazugehörigen mechanischen Komponenten sind in Abb. 3.8 zu sehen. Ein Zusammenfassung des Herstellungsprozesses findet sich in der schematischen Übersicht in Abb. C.1, Anhang C.



Abb. 3.8: a) schematische Struktur von Leitgummi, b) Komponenten für die Leitgummi-Kontaktierung, c) Flüssigkristall-Phasenmodulator.

Untersuchung zur Orientierungsqualität in Abhängigkeit der Reibevorgänge

Im Rahmen dieser Dissertation wurde in [31] eine Untersuchung zur Orientierungsqualität in Abhängigkeit der Anzahl der Reibevorgänge durchgeführt. Es wurden dazu mehrere Zellen mit einer unterschiedlichen Anzahl von Reibevorgängen hergestellt und unter gekreuzten Polarisatoren bei 45° - (Abb. 3.9 Aufnahmen a,c,e) und 0° - (Abb. 3.9 Aufnahmen b,d,f) Direktorausrichtung betrachtet. Eine gute Orientierung zeichnet sich dabei durch einen homogenen Kontrast aus. Die erste Zelle (Abb. 3.9 a, b) blieb unbehandelt, die 2. (Abb. 3.9 c, d) wurde 5 mal und die 3. Zelle (Abb. 3.9 e, f) 40 mal gerieben. Die auftretenden Streifenmuster rühren von Keilfehlern beim Zusammenbau der Zelle her und sind für diese Untersuchung nicht von Belang. Bei perfekt paralleler Ausrichtung der beiden Glassubstrate zueinander verschwindet das Streifenmuster.

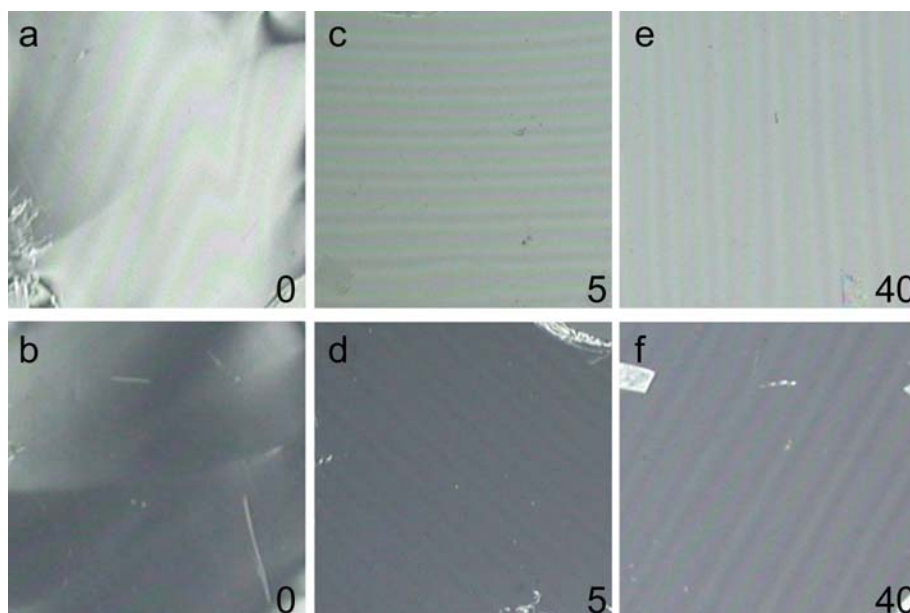


Abb. 3.9: Digitalaufnahmen von drei Zellen (0, 5 und 40 Reibevorgänge) unter gekreuzten Polarisatoren: a,c,e bei einem Direktorwinkel von 45° und b,d,f bei 0° [31].

Bei den Aufnahmen a und b der ersten Zelle ist keine Orientierung zu sehen. Ungeriebenes Polyimid eignet sich, wie erwartet nicht für die FK-Zellenherstellung. Allerdings ist kein sichtbarer Unterschied in der guten Orientierungsqualität zwischen 5 und 40 Reibevorgängen erkennbar. Es genügen demnach 5 Reibevorgänge (c,d), um die Polymerketten des Polyimid, an die sich die länglichen FK-Moleküle ausrichten, zu orientieren.

Anti-Reflektions-Beschichtung

In der industriellen Optik wird zur Verbesserung der Transmission häufig eine Magnesiumfluorid-Schicht auf die Gläser aufgebracht. MgF_2 zeichnet sich durch eine hohe Haltbarkeit

und einen Brechungsindex von $n_{MgF_2} = 1,38$ aus, der idealerweise zwischen dem von Luft ($n_{Luft} = 1$) und Glas ($n_{Glas} = 1,5$) liegt. Die Dicke dieser Schicht wird auf die verwendete Wellenlänge angepasst, um durch sich ausbildende Interferenzeffekte (Fabry Perot - Moden) eine Verbesserung der Transmission zu erreichen. Zur Bestimmung der optimalen Schichtdicke sind folgende Überlegungen zu dem optischen System in Abb. 3.10 (Luft - MgF_2 - Glas) nötig. Als Lichtquelle dient ein Laser der Wellenlänge λ_0 .

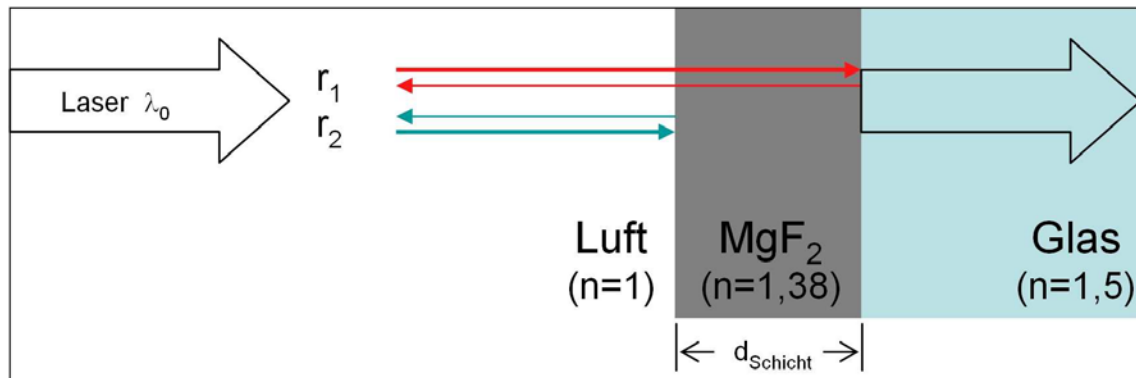


Abb. 3.10: Schematische Darstellung eines Ein-Schicht-Systems zur Reflektionsminderung.

Ein gewisser Anteil des senkrecht zur Oberfläche einfallenden Strahls wird jeweils an der ersten und an der zweiten Grenzschicht reflektiert. Beide reflektierten Strahlen r_1 und r_2 müssen zur Verminderung der Reflexion destruktiv interferieren. Dies ist genau dann der Fall, wenn der Weglängenunterschied Δx der halben Wellenlänge λ_{MgF_2} im Medium entspricht:

$$\Delta x = \frac{1}{2} \lambda_{MgF_2} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_0}{n_{MgF_2}} \quad (3.2)$$

Die Phasensprünge durch Reflexion an optisch dünnerem zu dichterem Medium treten bei beiden reflektierten Strahlen auf und heben sich daher gegenseitig auf. Der reflektierte Strahl r_1 durchläuft die MgF_2 -Schicht zweimal. Für die physikalische Schichtdicke $d_{Schicht}$ gilt dann:

$$d_{Schicht} = \frac{1}{4} \frac{\lambda_0}{n_{MgF_2}} \quad (3.3)$$

Mit den Werten für $\lambda_0 = 405\text{nm}$ und $n_{MgF_2} = 1,38$ errechnet sich die optimale MgF_2 - Schichtdicke zu $d_{Schicht} = 73,37\text{nm}$. Um das Reflektionsverhalten einer MgF_2 - Schicht von 350 bis 850nm zu simulieren, wurde das Reflektionsspektrum in Abb. 3.11 mit der Software FilmStar (*FTG Software Associates*) erstellt. Die blaue, obere Kurve zeigt die Reflexion an der Glasoberfläche bei senkrechtem Lichteinfall ohne Antireflex-Beschichtung.

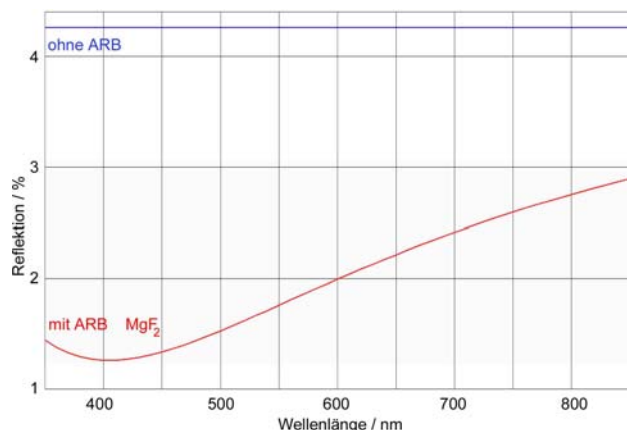


Abb. 3.11: Berechnetes Transmissionspektrum bei einer Designwellenlänge von 405nm.

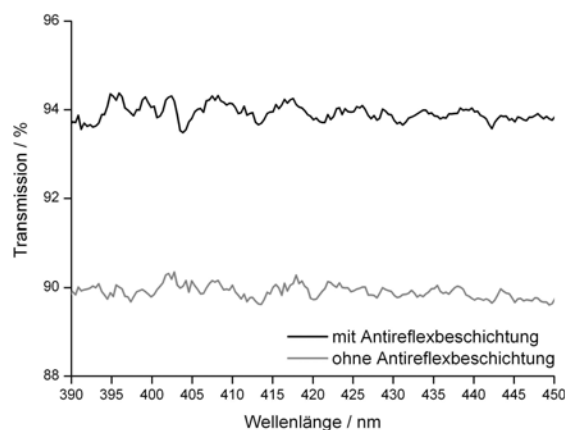


Abb. 3.12: Messung des Transmissionspektrums eines Glassubstrates ohne und mit Magnesiumfluorid-Beschichtung.

Die für Glas typischen Reflektionsverluste liegen bei 4,26% über den gesamten simulierten Spektralbereich. Die untere, rote Kurve zeigt die Reflektion mit der zusätzlichen Magnesiumfluorid-Schicht ($d_{\text{Schicht}}=73,37\text{nm}$), ebenfalls bei senkrechtem Einfall. Das globale Minimum liegt bei der Design-Wellenlänge $\lambda_0 = 405\text{nm}$. Eine Verbesserung von ca. 4% ist festzustellen. Man erkennt weiterhin, dass es mit einer einzelnen Beschichtung nicht möglich ist, ein optisches System in Bezug auf die Reflektionsminderung bei mehreren Wellenlängen zu optimieren.

Basierend auf den vorangegangenen Berechnungen und Simulationen wurde für den FK-Phasenmodulator eine MgF_2 Anti-Reflektions-Schicht (Dicke $\text{MgF}_2 \approx 70\text{nm}$) mit der Elektronenstrahlverdampfungs-Anlage des Instituts für Angewandte Physik realisiert. So kann die Transmission und damit die Effizienz des Modulators um 4% gesteigert werden, wie das Transmissionsspektrum in Abb. 3.12 im Vergleich zu einer unbeschichteten Probe zeigt. Die Messung wurde mit dem USB Spektrometer Avantes Typ Ava-Spec 1024 durchgeführt.

3.1.2 Realisierung von Zelldicken im sub- μm Bereich mit der Methode der Fotolackspacer

Eine stark reduzierte Zelldicke im sub- μm Bereich ermöglicht es, dass sich die Flüssigkristall-Moleküle aufgrund der stärker wirkenden Randanbindungskräfte schneller reorientieren können, was zu einer schnelleren Schaltzeit führt (vgl. Kapitel 2.3.1).

Bei der Flüssigkristallzellen-Fabrikation werden zur Realisierung definierter Zell-Dicken unterschiedliche Spacer eingesetzt. Bei Prototypen in kleiner Stückzahl werden aufgrund der einfachen Handhabung Folienspacer, im industriellen Umfeld Kugelspacer verwendet. Die dünnsten Folien- und Kugelspacer liegen im Bereich von $2\mu\text{m}$. Um geringere Zelldicken zu realisieren, wurde die Technik der *Fotolack-Spacer* entwickelt. Hierdurch konnten Zelldicken

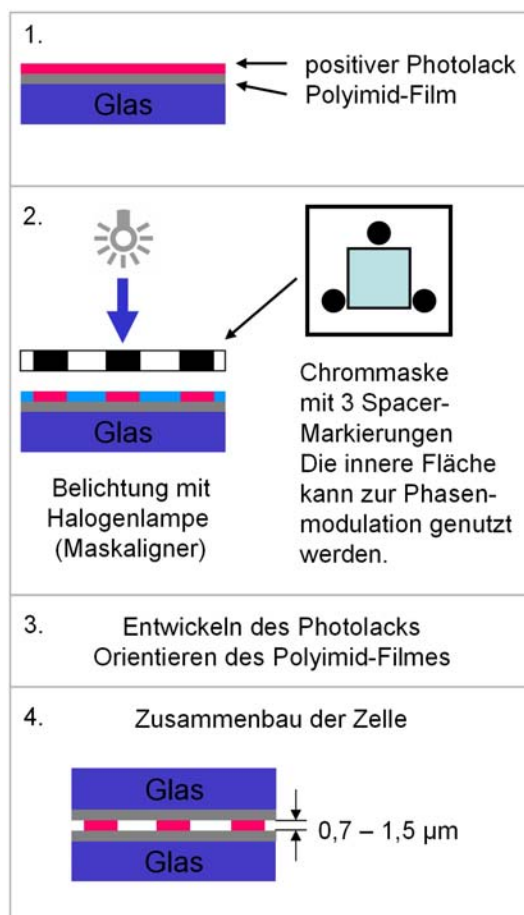


Abb. 3.13: Schematische Darstellung der Fotolack-Spacer-Technik.

von minimal $0,72\mu\text{m}$ erreicht werden. Es benötigt zusätzliche standardisierte Prozessschritte und ist daher einfach zu implementieren. Eine schematische Übersicht des neuen Verfahrens ist in Abb. 3.13 dargestellt. Die Zellen-Präparation ist bis zu Punkt 7 in der Übersicht in Abb. C.1 identisch. Anstelle der Folienspacer wird erneut eine Fotolackschicht aufgebracht, welche je nach Umdrehungsgeschwindigkeit die spätere Zelldicke beeinflusst. Durch lithographische Prozesse werden drei Spacer-Markierungen auf den Fotolack übertragen. Nach dem Entwickeln bleiben diese drei Markierungen übrig, welche als definierte Abstandshalter dienen. Ein befürchtetes Ablösen des zuvor aufgetragenen Polyimid-Layers durch den Fotolack, den darin enthaltenen Lösungsmitteln sowie die Entwickler-Flüssigkeit trat nicht auf. Um eine homogene Zelldicke zu erreichen, wurde das Anpressverfahren abgewandelt: anstelle der vorher genutzten punktuellen Anpress-Einheit (vgl. Abb. 3.3) wurde der Mask-Aligner genutzt. Dieser übt beim Anpressen durch eine interne dreipunktgelagerte mechanische Federung einen homogenen Druck auf die zusammengeführten Glassubstrate aus. Die Beleuchtung durch die Halogenlampe wird zum Aushärten des UV-Klebers verwendet. Es werden im Folgenden die experimentellen Ergebnisse einer Serie

von drei Zellen vorgestellt. Die Drehgeschwindigkeit beim Spincoating-Prozess betrug entsprechend 2000, 4000 und 6000 U/min. Die detaillierten Prozess-Parameter finden sich in Anhang D.

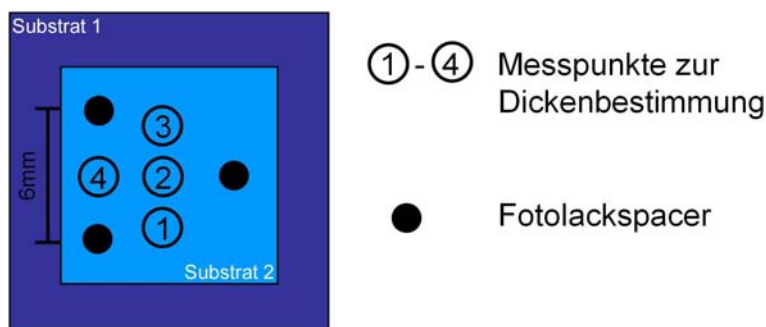


Abb. 3.14: Vier definierte Messpunkte zur Dickenbestimmung.

Die Zelldicke wurde jeweils an vier definierten Punkten (siehe Abb. 3.14) mit dem in Abschnitt **Dickenbestimmung** geschilderten Messverfahren ausgewertet. Die Messergebnisse für die unterschiedlichen Umdrehungsgeschwindigkeiten sind in der folgenden Tabelle 3.1 zu sehen. Die hervorgehobenen Daten entsprechen der minimalen und maximalen gemessenen Zelldicke.

| Messpunkt Nr. | 2000 U/min | 4000 U/min | 6000 U/min |
|-------------------------|---------------|---------------|--------------|
| 1 | 1438nm | 1181nm | 793nm |
| 2 | 1535nm | 1083nm | 774nm |
| 3 | 1603nm | 1108nm | 866nm |
| 4 | 1509nm | 1093nm | 717nm |
| (Max-Min)/2 | 83nm | 49nm | 75nm |
| Abstand der Messpunkte | 5mm | 2,5mm | 3,5mm |
| Abweichung pro mm \pm | 17nm | 20nm | 21nm |

Tab. 3.1: Messdaten der Zelldickenmessung von drei Zellen in Abhängigkeit der Umdrehungsgeschwindigkeit beim Fotolack-Spacer Herstellungsprozess.

Zur Bestimmung der Homogenität wurde die Differenz dieser Werte berechnet, halbiert und anschließend mit der örtlichen Separation der entsprechenden Messpunkte in Verbindung gesetzt. Die daraus resultierende Größe *Abweichung pro mm* gibt Aufschluss über die Homogenität der Zelldicke. Es ist nur eine leicht zunehmende Ungenauigkeit der Homogenität bei der Verwendung von höheren Drehzahlen im Herstellungsprozess festzustellen. Betrachtet man eine Zelle mit der Abweichung von $\pm 21\text{nm/mm}$ in der Homogenität, so führt dies zu einem Phasenhubfehler von $\pm \pi/25$ über den Abstand von 1mm (Messwellenlänge $\lambda = 405\text{nm}$, Brechungsindexdifferenz des verwendeten Flüssigkristalls BL 006

$\Delta n=0,359$). Die verwendeten FK-Phasenmodulatoren werden nach einer Kalibration (siehe Abschnitt 3.2.1) von diesem herstellungsbedingten Phasenhubfehler durch die individuelle Ansteuerung der einzelnen phasenschiebenden Elemente nicht beeinflusst; über die Ansteuerungsspannung wird der gewünschte relative Phasenhub zwischen den Elementen eingestellt. Der Phasenhubfehler innerhalb eines einzelnen Elements ist aufgrund seiner Größe ($40\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$) vernachlässigbar. Der Graph in Abb. 3.15 zeigt die gemittelte Zelldicke gegen die Umdrehungsgeschwindigkeit beim Herstellungsprozess. Die Fehlerbalken wurden aus der Abweichung/4mm bestimmt. Zelldicken kleiner als 700nm können mit verdünntem Fotolack hergestellt werden. Es ist zu beachten, dass der maximal erreichbare Phasenhub der FK-Zelle dabei abnimmt (siehe Kapitel 2.1.1).

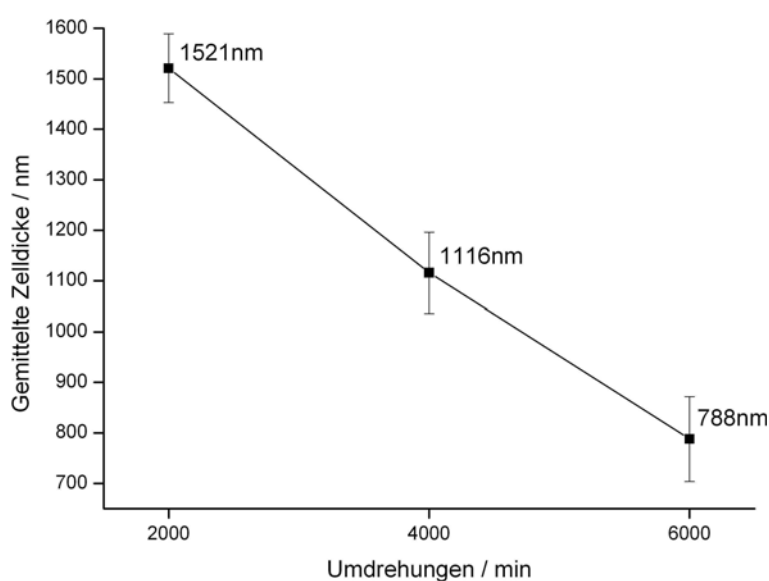


Abb. 3.15: Graphische Darstellung der gemessenen Zelldicke in Abhängigkeit der Spingeschwindigkeit beim Fotolack-Spacer Herstellungsprozess.

3.1.3 Elektrodenlayouts zur Phasencodierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei unterschiedliche Elektrodenlayouts der FK-Modulatoren zur Phasencodierung in einem holographischen Datenspeichersystem hergestellt und untersucht. Das Prinzip der Phasencodierung und ihre experimentelle Umsetzung in einem holographischen System werden in Kapitel 5 und 6 erläutert.

Die Layouts auf den folgenden Seiten wurden mit Autocad erstellt und anschließend in ein für das Laser-Lithographiesystem verständliche Datei-Format konvertiert. Mit dem in Abschnitt 3.1.1 geschilderten Herstellungsprozess wurde das Elektroden-Layout auf die ITO-Schicht übertragen. Die minimalen Dimensionen der einzelnen phasenschiebenden Elemente einer FK-Zelle wurden einerseits durch die herstellungsbedingten Möglichkeiten

begrenzt (minimale reproduzierbare Strukturgröße: $5\text{ }\mu\text{m}$) und andererseits an die Anforderungen des optischen Gesamtsystems nach Rücksprache mit den beteiligten ATHOS-Projektpartnern angepasst. Eines der primären Ziele war hierbei den bestmöglichen Überlapp von Referenz- und Signalstrahl im holographischen Speicheraufbau zu erreichen: nur unter diesen Voraussetzungen können beugungseffiziente und crosstalk-freie Hologramme unter Verwendung des phasencodierten Multiplexing aufgenommen werden. Die minimale Strukturgröße beim Herstellungsprozess des Elektrodendesigns (Maskenherstellung, naschemisches Ätzen) lag bei $10\text{ }\mu\text{m}$. So konnten erfolgreich Kurzschlüsse und fehlende Kontaktierung des FK-Phasenmodulators vermieden werden.

1D Phasenmodulator

Der erste Ansatz zur Phasencodierung mit einer Flüssigkristallzelle wurde mit einem ein-dimensionalen 64 Streifen Phasenmodulator realisiert. Das Design in Abbildung 3.16 ermöglicht das unabhängige Ansteuern von 64 Elementen.

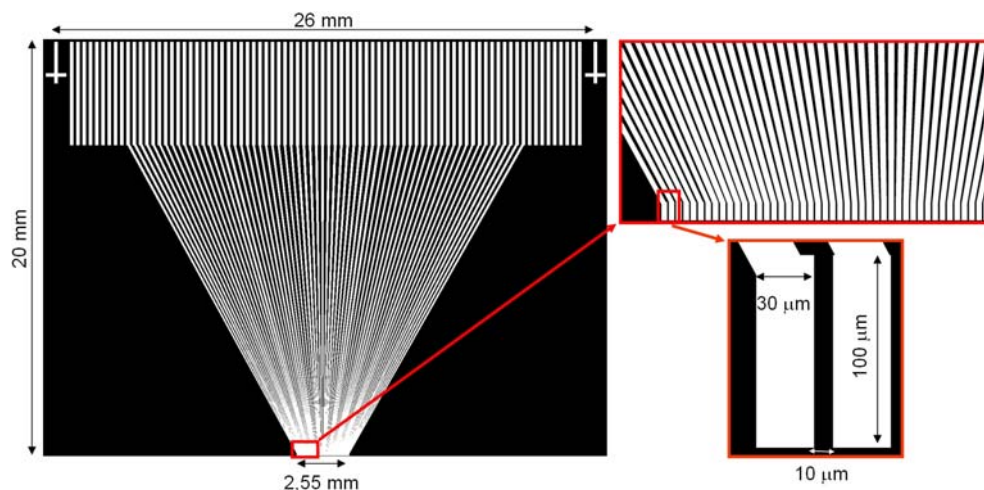


Abb. 3.16: Das Autocad-Design eines 64 Streifen Phasenmodulators.

Im oberen Bereich der Gesamtübersicht des Layouts befinden sich die größeren Kontaktierungsflächen für die Verbindung mit dem Steuerrechner sowie die Justage-Kreuzmarkierungen für die korrekte Ausrichtung der einzelnen Elemente beim Thermo-Kompressiv-Bonden. Die fein zulaufende Kontaktierung führt zu den phasenschiebenden Elementen. Hier zeigt die Vergrößerung der Autocad-Zeichnung die Maße eines einzelnen Elements mit: $100\text{ }\mu\text{m} \times 30\text{ }\mu\text{m}$. Zur elektrischen Isolierung wurde ein minimaler Abstand von $10\text{ }\mu\text{m}$ zwischen den einzelnen Streifen gewählt.

Anhand der Rasterelektronenmikroskopie (REM) - Aufnahme in Abb. 3.17 wurde die Dimensionierung einer hergestellten Chrom-Maske überprüft. Die Maße konnten bis auf eine geringe Abweichung von 100 nm bezogen auf die Dimensionierung des Spacings umgesetzt werden. Dieser Fehler ist vernachlässigbar und für die Funktionsweise des Modulators irrelevant. Allerdings ist in der linken REM-Aufnahme ein Defekt in der Kontaktierung

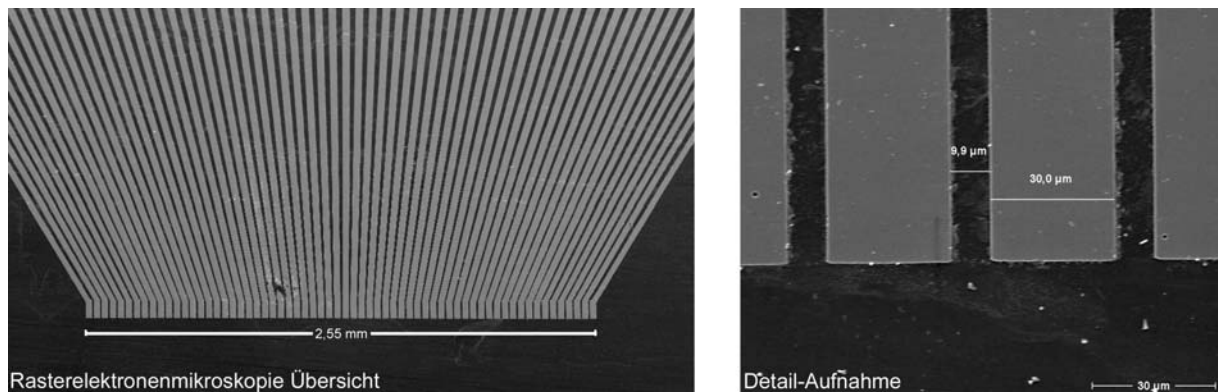


Abb. 3.17: Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahme zur Überprüfung der Funktionalität und Dimensionierung einer Chrom-Mastermaske für die Herstellung eines 64 Streifen-Phasenmodulators.

festzustellen; die Ursache hierfür war ein kleiner Staubpartikel, der eine vollständige Beschichtung des Substrates mit dem schützenden Fotolack verhinderte, so dass während des nass-chemischen Ätzprozesses dort ebenso ein Teil des Chroms abgelöst wurde. Eine mit dieser Maske hergestellter Phasenmodulator würde einen nicht schaltbaren Streifen enthalten. Diese Chrom-Maske ist daher als Master-Maske für den Maskenkopier-Prozess nicht zu verwenden.

2D Phasenmodulator

Die beiden folgenden Elektroden-Designs wurden zur Verbesserung des Überlappungsbereichs und zur Untersuchung zweidimensionaler Phasencodes für das Hologramm-Multiplexing erstellt.

Design 2 x 4 x 4

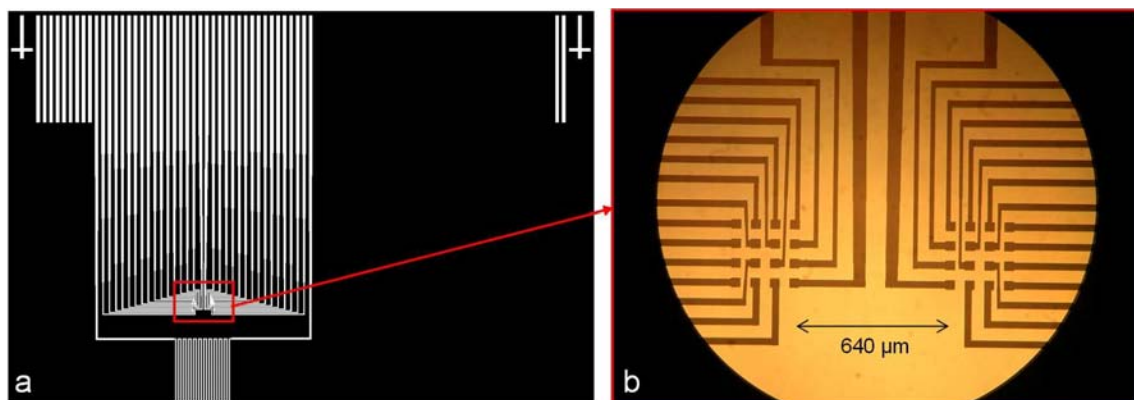


Abb. 3.18: a) Autocad-Design eines 2D Phasenmodulators (2 x 4 x 4), b) Lichtmikroskopie-Aufnahme einer hergestellten Chrommaske.

Die Anzahl schaltbarer Elemente wurde im Vergleich zum ersten Layout von 64 auf 32 reduziert. Die 32 Pixel (Größe: $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$) sind in einem zweifachen 4×4 Array symmetrisch angeordnet, wie in den Abbildungen 3.18 a) (Übersicht) und 3.19 (Detailvergrößerung) zu sehen. Der Abstand beträgt $40\mu\text{m}$ zwischen den einzelnen Elementen und $640\mu\text{m}$ zwischen den beiden Arrays (siehe bemaßte Autocad-Zeichnung in Abb. 3.19). Anhand der Lichtbildmikroskopie-Aufnahme in Abbildung 3.18 b) konnte die hohe Güte der Chrom-Mastermaske verifiziert werden, da weder Kurzschlüsse noch fehlende Kontakte zu den schaltenden Pixeln über die gesamte Fläche festgestellt wurden.

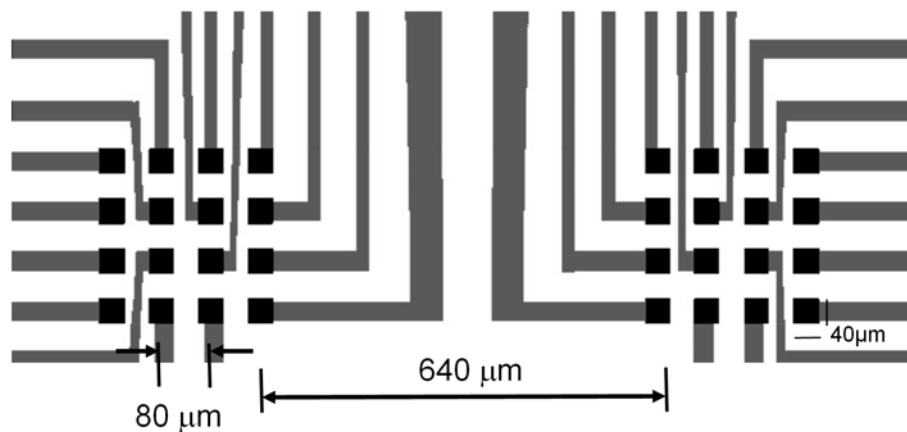


Abb. 3.19: Das Autocad-Design des 2D Phasenmodulators im Detail.

Design 4 Ringe

Ein weiterer zweidimensionaler Phasenmodulator besteht aus vier konzentrischen Ringflächen, die ebenfalls unabhängig voneinander geschaltet werden können. Der erste Ring hat einen Durchmesser von $280\mu\text{m}$; die Separation der $25\mu\text{m}$ breiten Ringe beträgt $10\mu\text{m}$ (siehe Abb. 3.20).

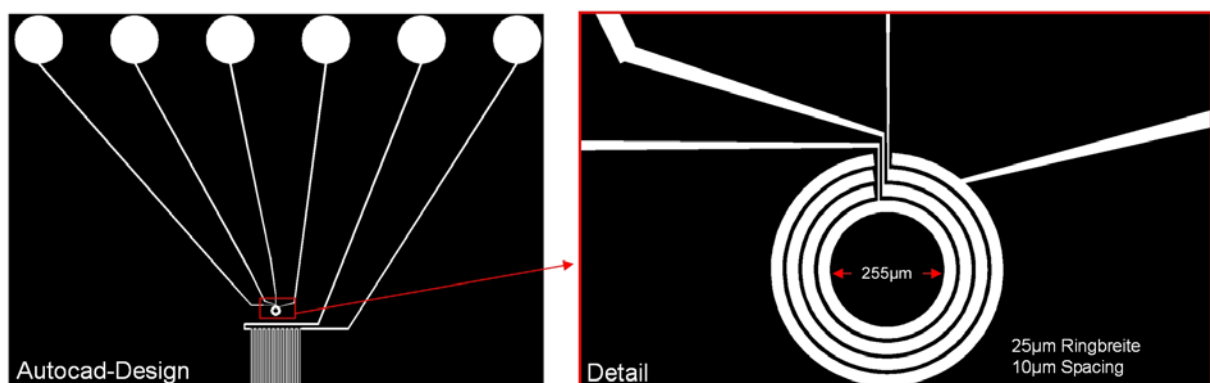


Abb. 3.20: Das Autocad-Design eines 2D Phasenmodulators: 4 Ring-System.

Bei der Herstellung dieses Phasenmodulator-Typs musste besonders auf eine homogene Zelldicke geachtet werden, da der Phasenhub der vier Ringflächen mit nur jeweils einer Steuerspannung kontrolliert wird: im Vergleich zu den $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$ großen Pixeln des $2 \times 4 \times 4$ - Modulators ist die örtliche Ausdehnung des ersten Rings mit einem Durchmesser von $280\mu\text{m}$ deutlich größer, so dass die Kompensation eines starken Keilfehlers beim Zellenbau nicht mehr möglich ist. Bei der Struktur unterhalb der phasenschiebenden Elemente ($2 \times 4 \times 4$ Array und 4 Ring-System) handelt es sich um einen Temperaturfühler, dessen Funktionsweise in Abschnitt 3.3.3 erläutert wird.

3.1.4 Ansteuerung

Zur Ansteuerung des Flüssigkristall-Phasenmodulators wurden zwei PCI-Steuerkarten mit je 32 analogen Ausgabekanälen und die Entwicklungsumgebung LabVIEW verwendet.

Hardware

Zwei analoge Ausgabekarten des Typs NI-PCI 6723 von National Instruments wurden zur individuellen Ansteuerung der 64 Streifen verwendet. Der FK-Modulator ist über den Anschlussblock CP-BL68 mit dem PC verbunden. Es erfolgte zudem die Integration von zwei weiteren PCI-Karten in den Steuer-Rechner, um das Leistungspotential der Phasenmodulatoren steigern und bewerten zu können:

- NI PCI-6040 mit 16 analogen Eingabe- und 2 analogen Ausgabekanälen für die exakte Bestimmung der Schaltzeiten der FK-Zellen per Photodiode (siehe Kapitel 3.3)
- NI PCI-6221 mit 16 analogen Eingabe- und 2 analogen Ausgabekanälen für die hochgenaue Temperaturregelung des FK-Phasenmodulators (siehe Kapitel 3.3.3)

LabVIEW - Programme zur Ansteuerung der FK-Phasenmodulatoren

Das LabVIEW-Programm zur Ansteuerung wurde im Laufe der Jahre stetig weiterentwickelt und auf das jeweilige Design des Phasenmodulators angepasst. In Anhang E sind beispielhaft zwei der LabView-Benutzeroberflächen zur manuellen Ansteuerung des 2D FK-Phasenmodulators (Typ: $2 \times 4 \times 4$) dargestellt. Für das schnelle Durchschalten verschiedener Codes im Millisekunden-Bereich war es notwendig, eine besondere Struktur des LabVIEW-Programms zu entwickeln, da eine Berechnung der 64 Steuerspannungen in Echtzeit nicht mehr möglich war. Dafür wurden zunächst in einem Unterprogramm einmalig das Timing der Ansteuerspannungen für alle Ausgabekanäle berechnet und auf der Festplatte des Steuer-PCs in einer Datei abgelegt. Anschließend konnte das Hauptprogramm auf diese Datei zugreifen und den Modulator entsprechend der eingegebenen Parameter steuern.

3.2 Optische Charakterisierung des Flüssigkristall - Phasenmodulators

In diesem Abschnitt werden zum Einen die Messmethoden zur Bestimmung des Phasenhubes und seiner Genauigkeit diskutiert, wodurch der FK-Phasenmodulator optisch charakterisiert und kalibriert werden soll und zum Anderen der Einfluss hoher Laserleistungen auf die Flüssigkristallzelle ausgewertet.

3.2.1 Phasenhubmessung

Um einen korrekten Phasencode an den Modulator anlegen zu können, bedarf es einer genauen Kalibration der FK-Zelle: hierfür muss die Abhängigkeit des Phasenhubes zur angelegten Spannung bestimmt werden.

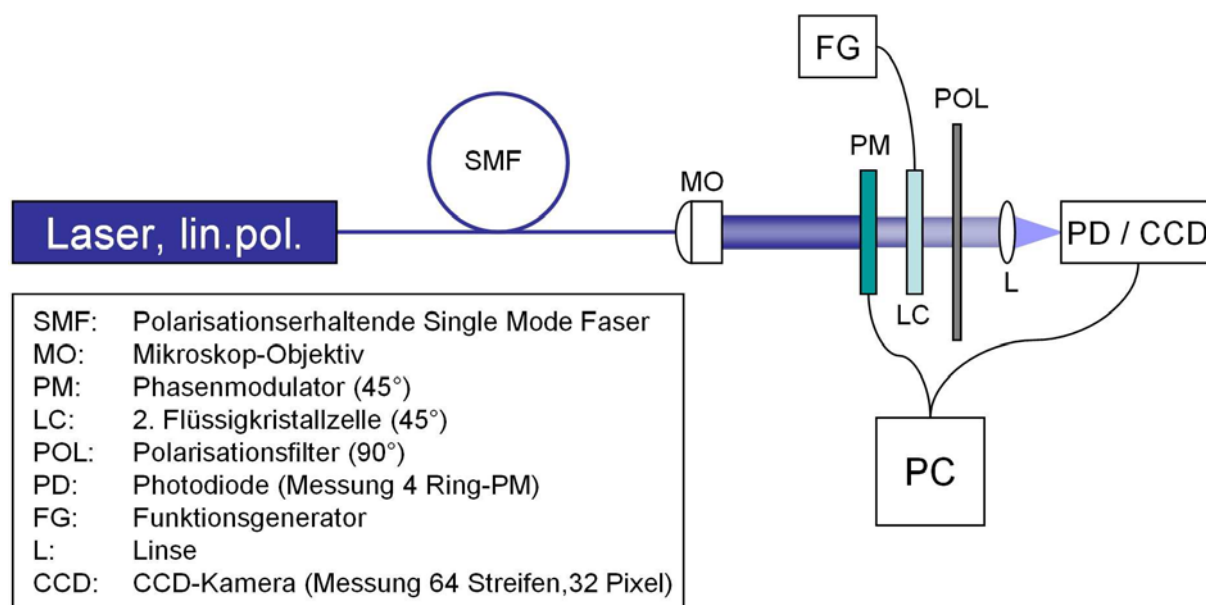


Abb. 3.21: Skizze des erweiterten Messaufbaus zur Phasenhubmessung von strukturierten FK-Phasenmodulatoren.

Phasenhubmessung mit einer Fotodiode

In Kapitel 2.2.1 ist bereits das Messverfahren mit einer Fotodiode erläutert worden, bei dem die spannungsabhängige Transmission zur Auswertung des Phasenhubes verwendet wird. Diese Methode ist prinzipiell bei allen hier vorgestellten nematischen Flüssigkristallzellen anwendbar und wurde bei unstrukturierten Zellen sowie dem 4-Ring-Phasenmodulator genutzt. Hierzu wurde der Messaufbau um eine Linse zur Abbildung eines bestimmten Teilbe-

reichs des Modulators auf die Fotodiode (*Thorlabs DET 110*) erweitert (siehe Abb. 3.21). Der Phasenhub des 4-Ring Modulators wurde nun bei verschiedenen Positionen des jeweiligen Ringes (siehe Abb. 3.22 a) gemessen und anschließend gemittelt. Drei Messkurven des äußersten Ringes (Ring 1) eines hergestellten Phasenmodulators sind in der graphischen Darstellung in Abb. 3.22 b) aufgetragen. Beim Schalten von der Maximalspannung $U_{max} = 10$ Volt auf den gemittelten Wert von $U_{mittel} = 3,29$ Volt ergibt sich ein Phasenhub von π zwischen diesen beiden Spannungszuständen.

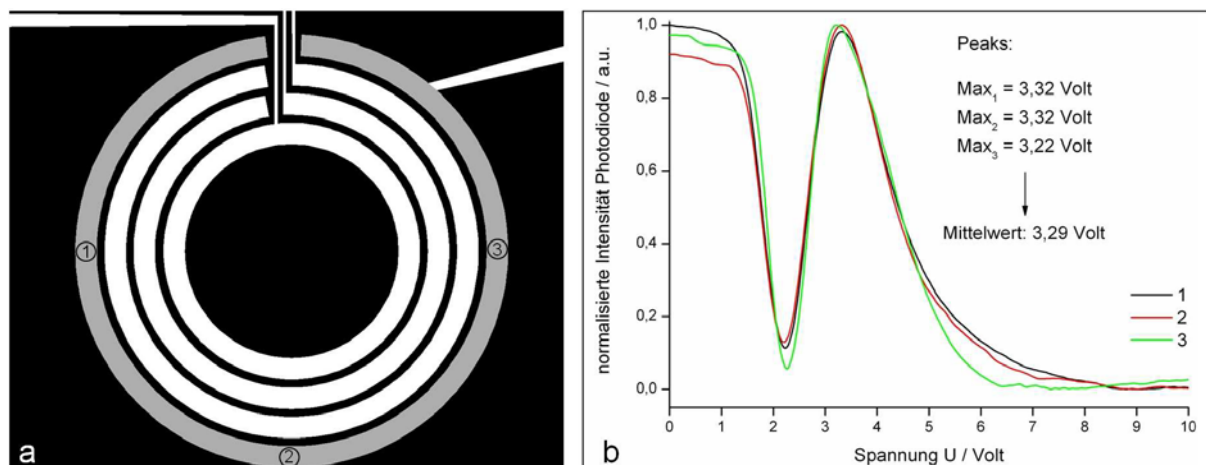


Abb. 3.22: a) Messpunkte für die Phasenhubbestimmung, b) grafische Darstellung der Messergebnisse.

Tabelle 3.2 zeigt die mittleren Spannungswerte für alle vier Ringe; sie stellen die Kalibrationsdaten für den späteren Schaltvorgang dar:

| Ring Nr. | mittlere Spannungswert / Volt |
|----------|-------------------------------|
| 1 | 3,29 |
| 2 | 3,7 |
| 3 | 3,22 |
| 4 | 3,32 |

Tab. 3.2: Kalibrationsdaten eines 4-Ring Phasenmodulators.

Durch die gewonnenen Messdaten ist weiterhin eine ausreichende Homogenität in Bezug auf die Zelldicke festzustellen, da alle 4 Ringe eine ähnliche Steuerspannung aufweisen. Nur Ring 2 weicht von den anderen Ringen etwas ab, was möglicherweise durch eine lokal begrenzte Dickenvariation zu erklären ist. Bei einer feiner strukturierten Zelle mit 64 Streifen oder 32 Pixeln bedeutet die o.g. Messmethode allerdings einen großen zeitlichen und experimentellen Aufwand, da jedes phasenschiebende Element einer FK-Zelle auf die Photodiode einjustiert und einzeln vermessen werden muss. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, dass den relativen Phasenhub von 64 Streifen und

32 Pixeln in nur zwei Schritten mithilfe einer Bilderfassung per CCD-Kamera und einer weiterverarbeitenden Bilderkennungs- und -auswertungs-Software bestimmt.

Phasenhubmessung mit Bilderkennung - NI Vision

Der experimentelle Aufbau bleibt nahezu unverändert, nur die Photodiode wird gegen eine CCD-Kamera ausgetauscht. Die Linse bildet nun den Phasenmodulator auf die Kamera ab. Mit dem Erweiterungsmodul NI Vision Assistant von National Instruments zur Bild-Erkennung und -Auswertung wurde ein halbautomatisches Messverfahren in Kombination mit einem eigens dafür konzipierten LabVIEW-Programm erstellt. Dieses Programm übernimmt auch die Ansteuerung der Flüssigkristallzelle.

Eichung des 64 Streifen Phasenmodulators

Bei dem 1D-Phasenmodulator wurde zunächst versucht, alle 64 Streifen auf einmal mit der CCD-Kamera zu erfassen. Die begrenzte Auflösung der Kamera (800 x 600 Pixel) reichte allerdings nicht aus, um eine zufriedenstellende Bildqualität für die Datenauswertung zu gewährleisten. Bei steigender Pixelzahl pro Streifen ist eine Verbesserung des Messverfahrens und eine Verringerung des Fehlers bei der Phasenhubmessung festzustellen, da über eine größere Anzahl von Kamerapixel gemittelt werden konnte. Daher wurde nur eine Hälfte des Modulators (32 Streifen) auf die CCD-Kamera abgebildet. Das LabView-Programm zur Phasenhubauswertung lässt sich in drei Abschnitte gliedern:

1. Kantenbestimmung der einzelnen Phasenmodulatorstreifen
2. Bestimmung der spannungsabhängigen Transmission der einzelnen Streifen
3. Auswertung der 32 Phasenhubkurven

1. Bestimmung der Kanten

Um im zweiten Programmteil jeden Streifen vermessen zu können, müssen zunächst deren begrenzende Kanten lokalisiert werden. Dazu wird global die Spannung des Phasenmodulators auf 10 Volt eingestellt und die Kompensationszelle so reguliert, dass die Streifen auf der CCD-Kamera einen maximalen Intensitätskontrast aufweisen. Der Kontrast und die Helligkeit des nun aufgenommenen Bildes werden zusätzlich über die Software nachbearbeitet. Ein Linescan senkrecht zu den Streifen des Modulators zeigt anhand der Intensitätsmaxima die Positionen der Kanten auf. In Abb. 3.23 ist das ursprüngliche, das bearbeitete Bild mit Markierung des Linescans und das dazugehörige Intensitätsprofil zu sehen.

Bei Pixel-Nr. 400 ist eine Störung des regelmäßigen Intensitätsprofils zu erkennen. Der Grund hierfür ist ein defekter Streifen, der aufgrund eines Kontaktierungsfehlers nicht geschaltet werden kann.

2. Bestimmung der spannungsabhängigen Transmission der einzelnen Streifen

Mit den Positionsdaten der Kanten werden im zweiten Programmschritt 32 Rechtecke (sog. Region Of Interest = ROI) definiert, die mit den 32 Streifen des Phasenmodulators deckungsgleich sind. Da an den Kanten leichte Abbildungsfehler auftreten, werden die

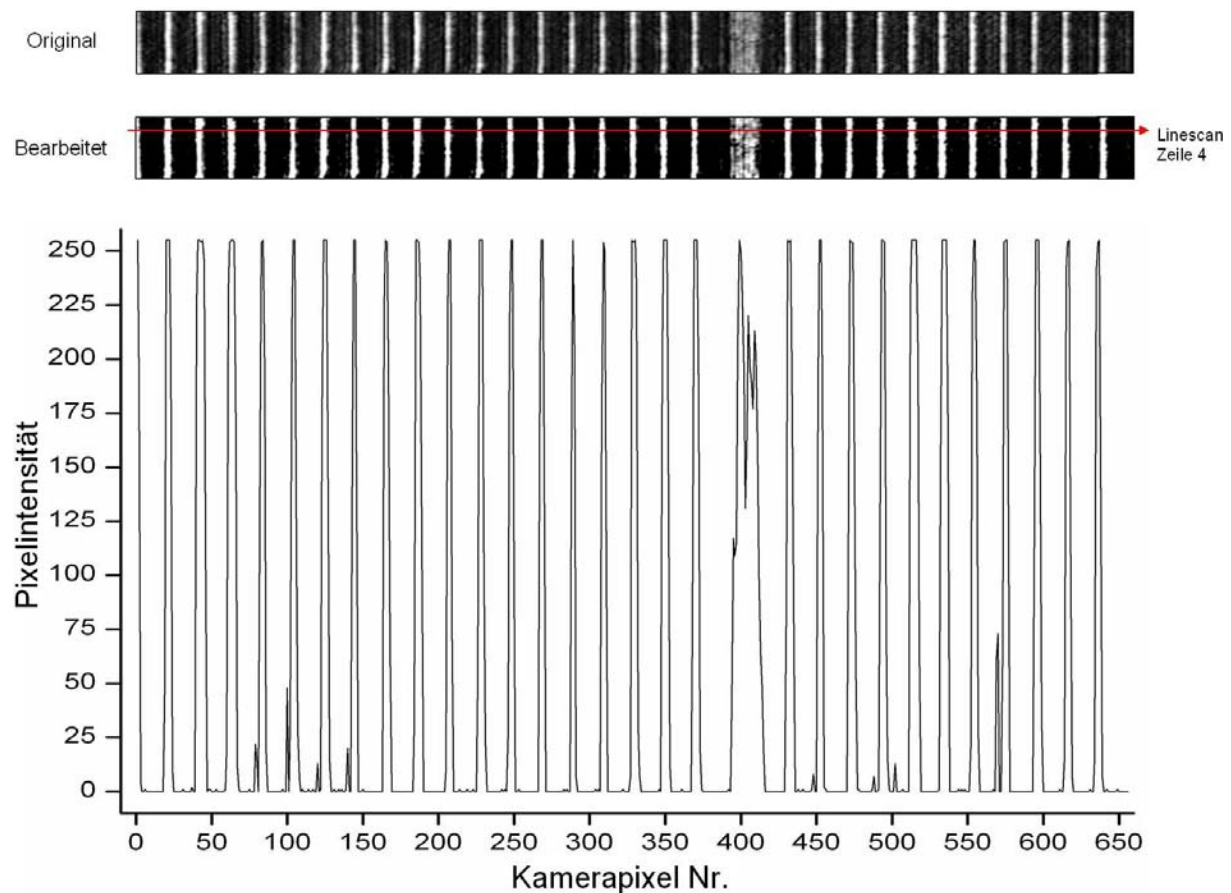


Abb. 3.23: CCD - Aufnahmen: Originalbild und bearbeitetes Bild; Intensitätsprofil des Linescans von CCD-Zeile 4.

Rechtecke um 6 Kamera-Pixel in der Breite verkleinert. Innerhalb dieser Regionen werden nun bei der Bildaufnahme die jeweiligen mittleren Grauwerte der einzelnen Streifen bestimmt. Die Steuerspannung wird in 10mV-Schritten von 0 bis 10 Volt erhöht. Bei jedem Spannungswert wird ein Bild der 32 Streifen aufgenommen, ausgewertet und anschließend verworfen (siehe Abb. 3.24). Die Mittelwerte werden in einer Tabelle der angelegten Spannung zugeordnet.

Anhand dieser Wertetabelle erhält man für jeden der 32 Streifen des Phasenmodulators eine Phasenhubkurve.

3. Auswertung der 32 Phasenhubkurven

Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben besteht zwischen einem Maximum und einem darauf folgenden Minimum ein Phasendifferenz von π . Da sich das Minimum aller Streifen durch die Kompensationszelle idealerweise bei 10 Volt befindet, wird nun im dritten Programmschritt das letzte Maximum jeder Phasenhubkurve bestimmt und der dazugehörige Spannungswert in einer Kalibrationsdatei auf der Festplatte des Steuerrechners gespeichert. Die Prozedur

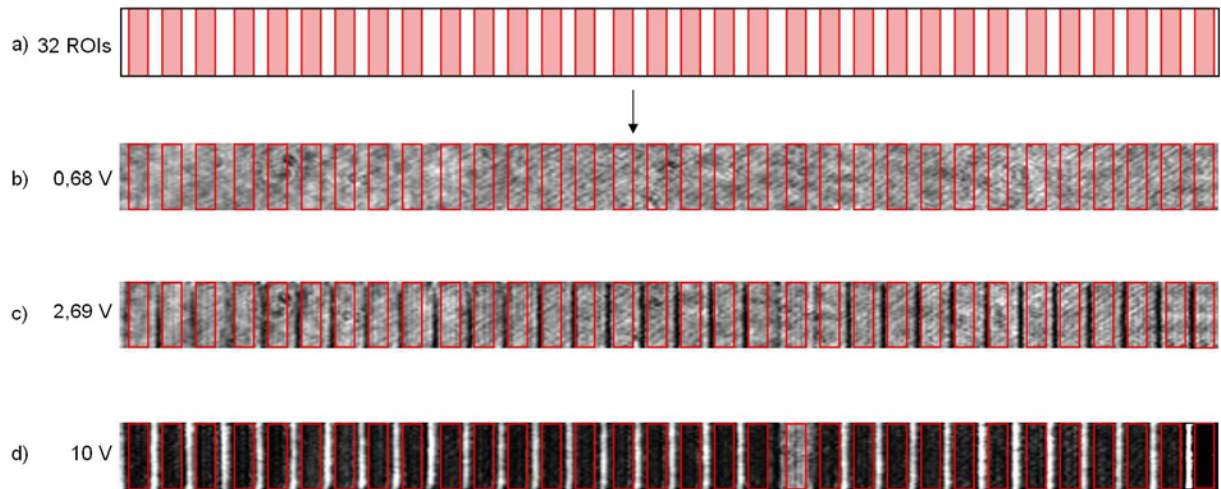


Abb. 3.24: a) Definition der ROIs; b), c) und d) zeigen eine Bildaufnahme bei unterschiedlichen Spannungen mit eingefügten ROI-Markierungen, in denen der mittlere Grauwert bestimmt wird.

wird anschließend für die andere Hälfte des Phasenmodulators wiederholt. Die finale Kalibrationsdatei enthält 64 Einträge und wird im Steuerprogramm für die Phasencodierung automatisch eingelesen.

Eichung des 2D-Phasenmodulators 2 x 4 x 4

Die Eichung des zweidimensionalen Phasenmodulators (2x4x4) basiert auf dem gleichen Prinzip. Das LabVIEW-Programm wurde an die neue Struktur angepasst und weiterentwickelt: anstelle des einfachen Linescans wurde eine zweidimensionale Bilderkennung integriert. Um auch hier die Kamera-Auflösung für die Bestimmung des mittleren Grauwertes der einzelnen Elemente maximal auszunutzen, wurde nur eine Hälfte des Modulators abgebildet (4x4 Pixel-Array). Die Phasenhubmessung gliedert sich in folgende Abschnitte:

Bilderfassung

Zunächst wird eine Bildaufnahme bei maximalem Intensitätskontrast gemacht. Die Flüssigkristallzelle wird dazu global auf 10 Volt geschaltet. Bei der späteren Bilderkennung hat sich herausgestellt, dass helle Pixelmuster leichter gefunden werden können; die Kompensationszelle wurde hierfür dementsprechend reguliert.

NI Vision Assistant

Das Programm Vision Assistant von National Instruments diente vorab zur schnellen Festlegung der Vergleichsmuster und zur qualitativen Überprüfung der Bilderkennung. Das erfasste Kamerabild wird in Kontrast und Helligkeit nachbearbeitet, um die Bilderkennung durch einen deutlichen Intensitätsunterschied zu erleichtern. Es werden zwei Vergleichsmuster festgelegt und Parameter zum Auffinden der gewählten Struktur eingegeben (Anzahl der zu findenden Muster, Toleranzbereich: Mindestanzahl der identischen Pixel). Die Bildauswertung sucht nun vier senkrechte und vier waagrechte Muster. Anhand der instantanen Ausgabe können die Parameter so verändert werden, dass die Struktur optimal erkannt wird.

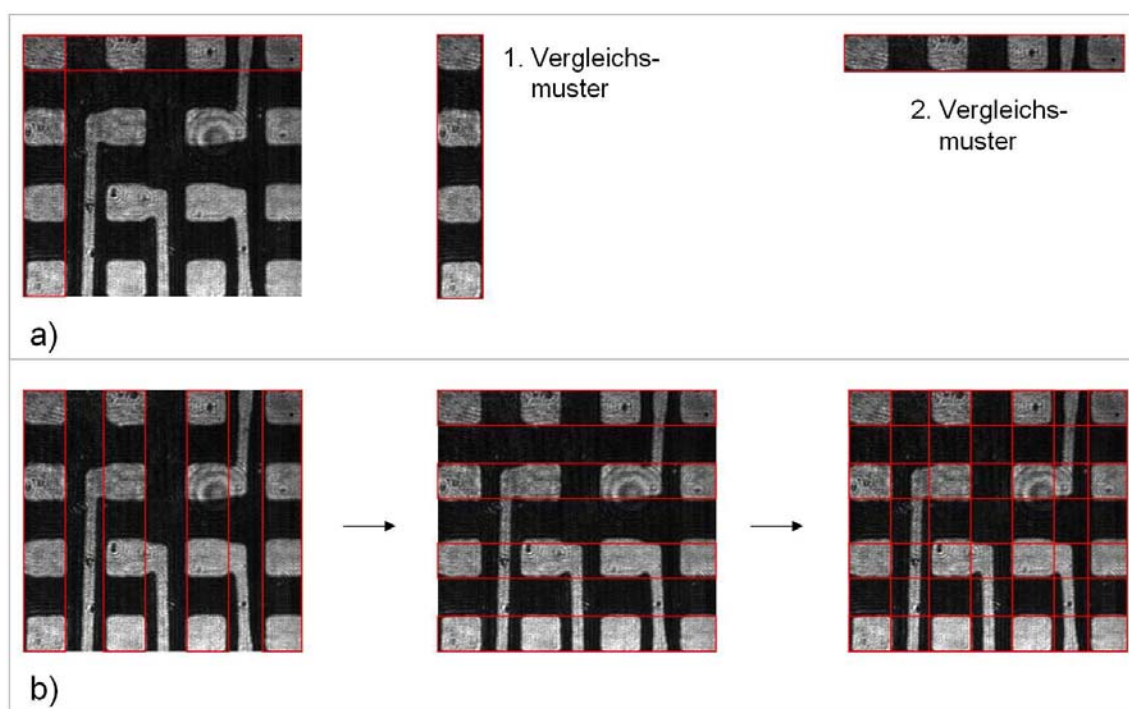


Abb. 3.25: a) Originalbild und die beiden Vergleichsmuster, b) verschiedene Schritte der zweidimensionalen Bilderkennung.

In Abbildung 3.25 a) sieht man das bearbeitete Bild, sowie die beiden gewählten Vergleichsmuster. Abbildung 3.25 b) zeigt die verschiedenen Schritte der Bilderkennung. Die umrandeten Rechtecke wurden von der Bildanalyse korrekt erkannt. Über eine Exportfunktion des NI Vision Assistents wurde dem LabVIEW-Hauptprogramm die vollständige Prozedur als Subroutine zur Verfügung gestellt.

LabVIEW-Hauptprogramm

Mit den zuvor festgelegten Parametern und Vergleichsmustern wird nun die eigentliche Bilderkennung gestartet. Über die acht gefundenen Muster (siehe 3. Bild Abb.3.25 b) erfolgt

die Bestimmung der Eck-Koordinaten der 16 Elemente, indem man die x-Koordinaten des Rechtecks der jeweiligen Spalte und die y-Koordinaten des Rechtecks der entsprechenden Zeile ausliest. Aus diesen Werten werden 16 Rechtecke aufgespannt, in denen - analog wie zuvor in dem 64-Streifen Phasenhubbessprogramm - der mittlere Grauwert bei den unterschiedlichen Spannungswerten bestimmt wird. Nach der Maximumanalyse werden die Kalibrationsdaten auf Festplatte gespeichert. Es sei darauf hingewiesen, dass diese Daten nur bei der Zelltemperatur gültig sind, bei der die Messung durchgeführt worden ist.

3.2.2 Phasenhubgenauigkeit - Steuergenauigkeit und Stabilität

Für die Verwendung eines FK-Phasenmodulators zur Phasencodierung in einem holographischen Datenspeichersystem sind Schaltgenauigkeit und Phasenstabilität wesentliche Kriterien. Zur Reduzierung von Fehlern bei der Hologramm-Rekonstruktion (Crosstalk: Übersprechen verschiedener Codes) wird eine Phasenhubgenauigkeit von $\frac{\pi}{20}$ bei einer Wellenlänge von 405nm gefordert. Um festzustellen, ob die hergestellten Modulatoren in Kombination mit der Ansteuerungselektronik dies gewährleisten können, wurde die Phasenhub-Spannungscharakteristik (Spannungsauflösung: 25mV) einer Flüssigkristallzelle (Dicke $d = 1\mu\text{m}$, FK: BL 006) bei zwei Temperaturen (22°C, 57°C) nach der Messmethode in Kapitel 2.2.1 untersucht. Im direkten Vergleich der beiden Phasenhubkurven in Abb. 3.26 ist deutlich die Abnahme des maximal erreichbaren Phasenhubs $\varphi_{max}(U=0V)$ bei der höheren Temperatur zu sehen. Anhand der Messdaten wurde an drei Punkten die maximale Spannungsdifferenz mit einer Phasenhubabweichung von $\frac{\pi}{20}$ bestimmt. Die Auswertung hierzu findet sich in Tabelle 3.3.

| Messpunkt | Spannungsbereich für $\frac{\pi}{20}$ | ΔU für $\frac{\pi}{20}$ | Zell-Temperatur |
|-----------|---------------------------------------|---------------------------------|-----------------|
| 2,125 V | 2,24 V - 2,125 V | 0,115 V | 22°C |
| 6 V | 6 V - 5,39 V | 0,61 V | |
| 10 V | 10 V - 7,35 V | 2,65 V | |
| 1,6 V | 1,785 V - 1,6 V | 0,185 V | 57°C |
| 5,8 V | 5,8 V - 5,07 V | 0,73 V | |
| 10 V | 10 V - 7,325 V | 2,675 V | |

Tab. 3.3: Steuergenauigkeit des Phasenhubes von $\frac{\pi}{20}$ bei einer Wellenlänge von 405nm.

Man erkennt deutlich, dass sich die Schaltgenauigkeit je nach Steigung der Kurve ändert. Bei der Phasencodierung werden die Elemente des Modulators zwischen 0 und 1π geschaltet. Im hohen Spannungsbereich (10 Volt) ist eine große Toleranz von 2,65 Volt vorhanden. Bei dem Phasenhub von 1π und einer Temperatur von 22°C ist der kleinste Wert von 115mV gemessen worden: die Steigung der Kurve ist hier am größten. Diese Steuergenauigkeit lässt sich mit den NI PCI-Steuerkarten, die eine Spannungsauflösung von minimal 1,22mV besitzen, problemlos realisieren. Bei höheren Arbeitstemperaturen erweitert sich

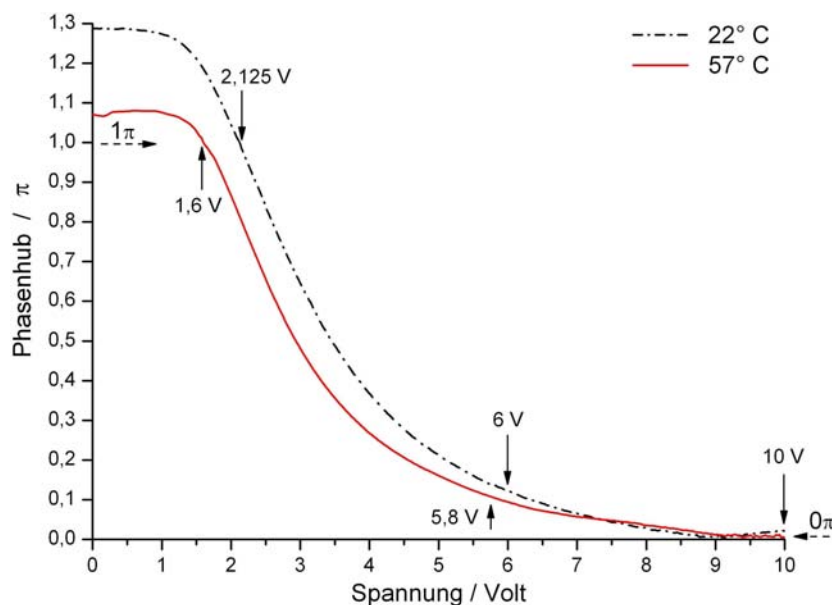


Abb. 3.26: Phasenhub-Spannungs-Charakteristik zur Untersuchung der Steuergenauigkeit einer $1\mu\text{m}$ dicken FK-Zelle (gefüllt mit BL 006) bei 22°C und 57°C

der Spannungsbereich auf 185mV . Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung führt die Erwärmung der Zelle durch eine wechselnde Umgebungstemperatur oder die eingestrahlte Laserleistung zu einer Phasenhubinstabilität des Phasenmodulators. Weiterführende Informationen zu diesbzgl. Untersuchungen sind in [31] nachzulesen. Je genauer die Temperatur stabilisiert werden kann, desto besser ist die Phasenstabilität der Flüssigkristallzelle. Die maximal erlaubte Phasenhubvariation von $\frac{\pi}{20}$ kann nur mit einer sehr genauen Temperatur-Regelung umgesetzt werden. Die verwendete Temperaturstabilisierung wird ausführlich in Kapitel 3.3.3 vorgestellt.

3.2.3 Einfluss hoher Laserleistungen auf Flüssigkristalle

Als Lichtquelle dient im holographischen Speichersystem ein Laser mit der Wellenlänge von 405 Nanometern . Da die Absorption der Flüssigkristalle im ultravioletten Spektralbereich stark zunimmt, besteht bei hohen Laserleistungen die Möglichkeit einer Aufheizung der FK-Zelle [9, 32]. Dabei kann die Temperatur über den Klärpunkt steigen, so dass die Flüssigkristalle in den isotropen Zustand übergehen und die chemischen Bindungen im Extremfall sogar zerstört werden. Das Spektrum der FK - Zelle in Abb. 3.27 zeigt eine besonders hohe Absorption im UV - Bereich. Die gemessene Transmission bei 405nm lag bei 81% . Die Differenz von 19% setzt sich hauptsächlich aus der Absorption der FK-Moleküle sowie der ITO-Schicht zusammen. Hinzu kommen die Reflektionsverluste an den diversen Grenzschichten (Glas-ITO-Polyimid-FK), welche allerdings durch Antireflex-Beschichtungen minimiert werden können.

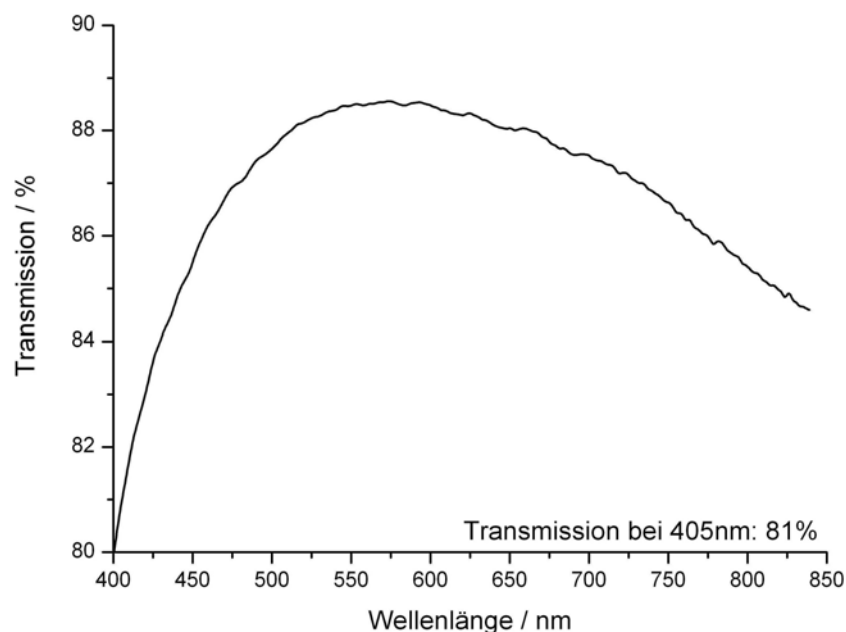


Abb. 3.27: Transmissionsspektrum eines 64 Streifen Phasenmodulators gefüllt mit FK-Mischung BL 006 bei einer Zelldicke von $3,5\mu\text{m}$.

Um festzustellen, inwiefern der vorliegende Phasenmodulator von dem oben genannten Effekt betroffen ist, wurde der Einfluss hoher Laserleistungen auf die verwendeten Flüssigkristallzellen in der begleiteten Diplomarbeit von Steffen Paulekuhn untersucht [31]. Zuvor wurde eine Abschätzung der maximal zu erwartenden Leistungsaufnahme eines Phasenmodulatorstreifens gemacht: der Phasenmodulator wird im experimentellen Aufbau maximal mit einer Laserleistung von 25mW beleuchtet. Durch die Aufteilung in 64 Einzelstrahlen mithilfe eines diffraktiven optischen Elements (DOE) wird die Leistung entsprechend auf die 64 Elemente des Streifen-Modulators verteilt. Pro Streifen ergibt sich bei einem Laser-spotdurchmesser von $25\mu\text{m}$ eine maximale Leistungsdichte von $795,8\text{ mW/mm}^2$. Zu Testzwecken wurde eine $5,5\mu\text{m}$ dicke Zelle, gefüllt mit dem Flüssigkristall BL006 verwendet. Die Skizze des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 3.28 dargestellt. Das linear polarisierte Licht eines frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers (Typ: Adlas $\lambda=532\text{nm}$) wird durch ein Mikroskop-Objektiv mit der numerischen Apertur von 0,65 durch die Testzelle fokussiert und anschließend mit einer Kollimationslinse auf die Photodiode gelenkt. Die Untersuchung wurde bei einer Wellenlänge von 532nm durchgeführt, da der oben genannte Laser eine höhere Leistung von 20mW als der Diodenlaser (405nm, 12,3 mW) zur Verfügung stellen konnte. Der Polarisationsfilter und die Laserpolarisation stehen senkrecht zueinander. Die FK-Zelle ist um 45 Grad zur Polarisation gedreht. Die Besonderheit dieses Aufbaus liegt in der Montage der FK-Zelle auf einem schrittmotorgesteuerten Z-Shift, mit dem sie entlang der optischen Achse verschoben werden kann. Je nach Abstand zum Mikroskop-Objektiv wird so die aufgenommene Leistungsdichte variiert.

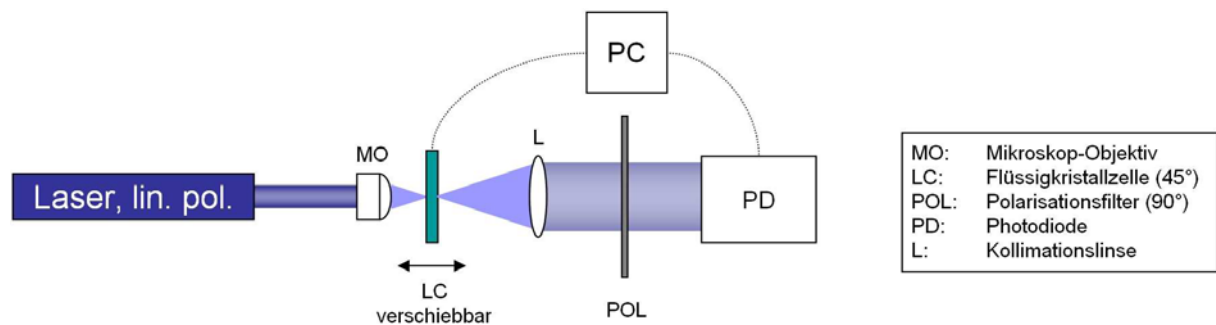


Abb. 3.28: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses hoher Laserleistungen auf FKe.

Bei 13 verschiedenen z-Positionen (Abstand relativ zum Mikroskop-Objektiv) wurden nun spannungsabhängige Transmissionskurven aufgezeichnet. Dieses Experiment wurde bei drei verschiedenen Laserleistungen durchgeführt, deren abgeschätzte Leistungsdichte unter der Annahme einer beugungsbegrenzter Fokusgröße in Tabelle 3.4 zu sehen sind.

| Laserleistung [mW] | Leistungsdichte [kW/mm^2] |
|--------------------|---|
| 0,075 | 0,165 |
| 1 | 2,195 |
| 20 | 43,9 |

Tab. 3.4: Laserleistung und abgeschätzte Leistungsdichte im Fokus (Mikroskop-Objektiv NA:0,65).

Die Messreihe bei $75 \mu\text{W}$ zeigt keine relevante Verschiebung der Transmissionskurven aufgrund einer Temperatur-Erhöhung (siehe Abb. 3.29). Die eingestrahlte Laserleistung ist zu gering, um die Doppelbrechung zu beeinflussen. Bei 1mW und 20mW ist hingegen eine deutliche Verschiebung der Minima bzw. Maxima der Kurven in Abbildung 3.30 und 3.31 zu erkennen. In Fokusnähe des Mikroskop-Objektives wird demnach die FK-Zelle durch die zunehmende Leistungsdichte erwärmt.

Anhand der drei durchgeführten Messreihen konnte eindeutig ein Einfluss hoher Laserleistungen auf den FK-Phasenmodulator bei den letzten beiden Messreihen nachgewiesen werden. Eine Heizen über den Klärpunkt des Flüssigkristalls, was zum vollständigen Verlust der doppelbrechenden Eigenschaften geführt hätte, war hier nicht möglich. Die minimal untersuchte Leistungsdichte der ersten Messreihe bei $165 \text{ W}/\text{mm}^2$ zeigte keine Auswirkung und ist um Faktor 200 größer als die abgeschätzte Leistungsdichte im ATHOS-Speichersystem; daher sind keine Temperaturänderungen aufgrund der eingestrahlichten Laserleistung zu erwarten. Etwaige Aufheizeffekte bei größerer Leistung können durch den Betrieb einer temperaturstabilisierten FK-Zelle bei höherer Temperatur kompensiert werden.

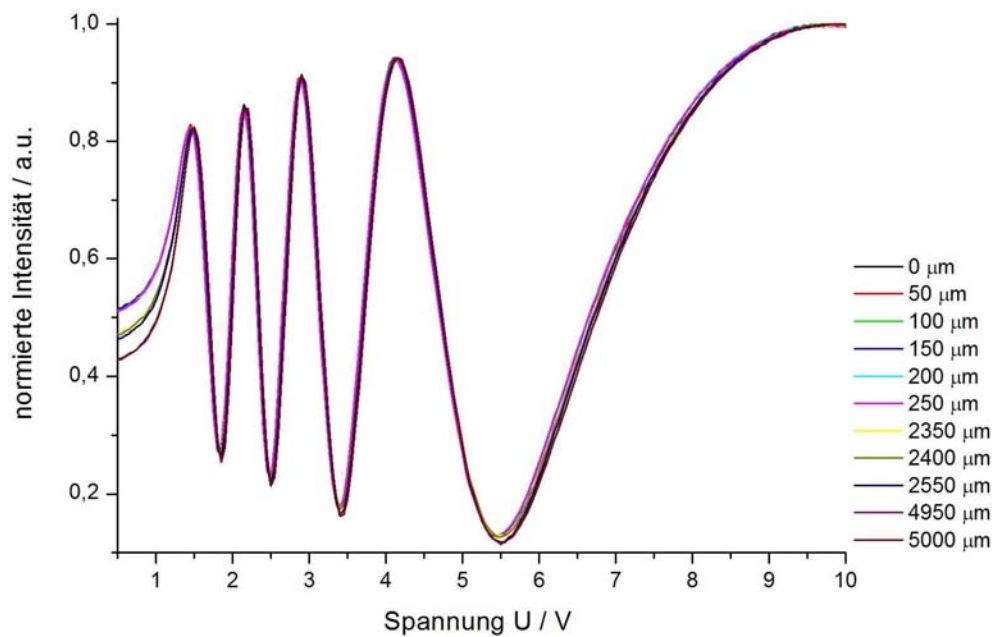


Abb. 3.29: Messreihe bei $75\mu\text{W}$: Der Abstand zwischen FK-Zelle und Mikroskop-Objektiv ist der Legende zu entnehmen.

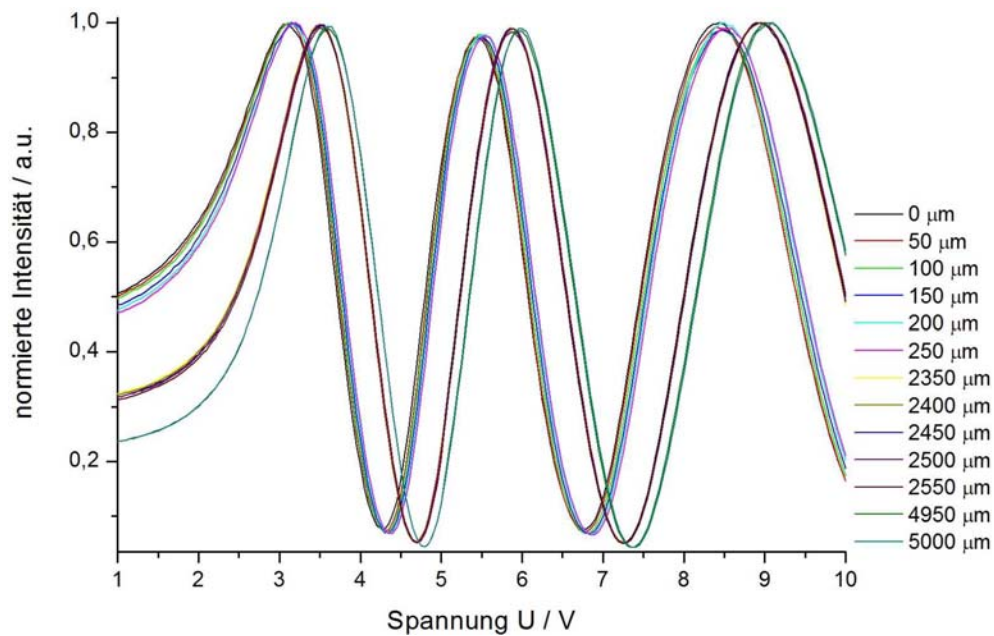


Abb. 3.30: Messreihe bei 1mW : Die hohe Leistungsdichte im Fokus bewirkt eine Erwärmung der Zelle.

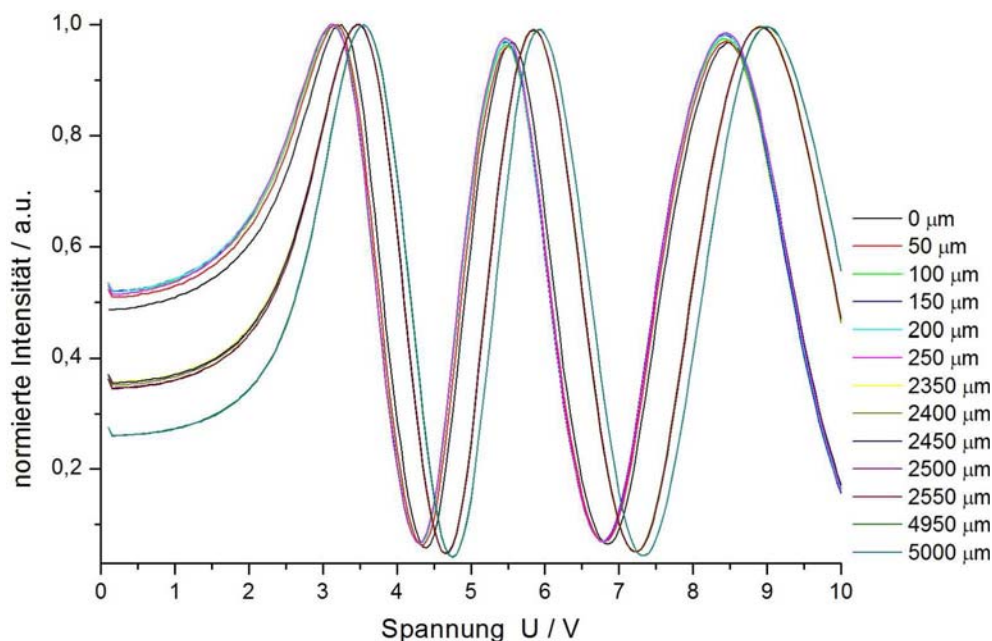


Abb. 3.31: Messreihe bei 20mW: Die Temperaturerhöhung verändert die doppelbrechenden Eigenschaften des Flüssigkristalls, sichtbar an der Verschiebung der Messkurven.

3.3 Untersuchungen zur Schaltzeitverbesserung

Ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit bestand darin, die Schaltzeiten der nematischen Flüssigkristall-Phasenmodulatoren zu minimieren, um in dem holographischen Datenspeichersystem eine zufriedenstellende Datentransferrate zu erzielen. Hierzu wurde die Schaltfrequenz von 1 kHz für das Umschalten eines Codes festgelegt. Das bedeutet für den Phasenmodulator eine Schaltzeit von $\leq 1\text{ms}$ für den Phasenhub von einem π . In den letzten Jahren wurden diverse Untersuchungen auf dem Gebiet der Schaltzeitoptimierung in der Arbeitsgruppe Licht- und Teilchenoptik von Prof. Dr. Theo Tschudi durchgeführt [13, 16, 17, 31, 33]. Die Gruppe um Prof. Shin-Tson Wu der Universität Florida, Orlando hat den Schwerpunkt ihrer Arbeit auf das Moleküldesign der Flüssigkristallmischungen gelegt [9, 34]. Alle hier betrachteten Flüssigkristallmaterialien sind kommerziell bei der Firma Merck, Darmstadt erhältlich. Leider sind nicht alle Flüssigkristalle in Bezug auf die Rotationsviskosität γ_1 und die Elastizitätskonstante K_{11} vollständig charakterisiert, so dass der Test verschiedener FK-Mischungen unumgänglich war. Bei Kenntnis der obengenannten Konstanten kann man die zu erwartenden Schaltzeiten abschätzen und eine Vorauswahl der FK-Mischungen treffen, die besonders für schnelle Schaltzeiten prädestiniert sind. Die bekannten Materialdaten des Flüssigkristalls BL006 sind in Anhang F zu finden.

Messmethode

Die Schaltzeitmessungen wurden mit dem gleichen experimentellen Aufbau wie bei den Phasenhubmessungen durchgeführt (siehe Kapitel 3.2.1). Über eine erste Messung wurde zunächst die Phasenhubkurve bei der jeweiligen Messtemperatur ermittelt, um anschließend die zeitabhängige Transmission beim Schalten des Phasenhubs zwischen 0 und π , d.h. zwischen dem Minimum bei 10 Volt und dem nächsten Maximum der gemessenen Intensität, mit der Fotodiode (*Thorlabs DET 110*) aufzuzeichnen. Das Einschalten bezeichnet den Schaltvorgang von niedriger zu hoher Spannung, das Ausschalten den umgekehrten Vorgang. Ein LabVIEW Programm wurde zum Schalten des Phasenmodulators, Messen der Lichtintensität an der Fotodiode und zur Temperaturstabilisierung eingesetzt.

In den vorliegenden experimentellen Resultaten werden die schaltzeitverbessernden Effekte zuerst einzeln betrachtet. Die Messdaten wurden über einen Zeitraum von drei Jahren kontinuierlich gesammelt [31]. Die abschließenden Messungen kombinieren alle untersuchten Effekte, um eine Ausschaltzeit von 0,5ms (Schaltfrequenz 2kHz) zu demonstrieren.

3.3.1 Einfluss der Zelldicke auf die Schaltzeiten

In Tabelle 3.5 und in den Abbildungen 3.32 und 3.33 sind Ein- und Ausschaltzeiten verschiedener Flüssigkristallmischungen in Abhängigkeit der Zelldicke bei Zimmertemperatur zusammengestellt. Die realisierten Zelldicken variieren hier zwischen $12\mu\text{m}$ (Folienspacer-Methode) und $0,77\mu\text{m}$ (Fotolackspacer-Technik). Die Ein- und Ausschaltzeiten unterscheiden sich deutlich, wie bereits in Kapitel 2.3 erläutert. Die $0,77\mu\text{m}$ dicke Zelle gefüllt mit dem FK BL006 zeigt die niedrigste Einschaltzeit. Die Reduzierung der Zelldicke um den Faktor 10 hat hier eine Schaltzeitverbesserung um den Faktor 30 zu Folge (bezogen auf die mit BL006 gefüllten Zellen). Der Flüssigkristall E7 zeichnet sich ebenfalls durch kurze Schaltzeiten aus.

Insgesamt betrachtet hat die Reduzierung der Zelldicke einen starken Einfluss auf die Verbesserung der Ein- und Ausschaltzeit. Zellen mit geringer Dicke benötigen allerdings einen FK mit hoher Brechungsindexdifferenz, um den notwendigen Phasenhub von π zu gewährleisten. Eine Übersicht über die minimale Zelldicke der vier FK-Mischungen ist in Tabelle 3.6 aufgeführt. Die angegebenen Werte (Brechungsindexdifferenz Δn , Zelldicke d_{\min}) gelten für die Messwellenlänge 589nm bei 20°C. Da bei höherer Temperatur der maximale Phasenhub weiter abnimmt, muss dies bei dem Zellenbau bzgl. der minimalen Dicke berücksichtigt werden. Hier wird der Vorteil der hohen Doppelbrechung von Flüssigkristall BL006 deutlich: mit ihm ist hier im Vergleich zu den anderen FK-Mischungen die dünnste Zelle realisierbar. Das war der ausschlaggebende Grund, BL006 in die FK-Phasenmodulatoren einzufüllen; die Brechungsindexdifferenz von BL006 liegt bei 405nm bei $\Delta n(405\text{nm})=0,359$, daher reduziert sich die minimal nutzbare Zelldicke weiter auf einen Wert von $d_{\min}=564\text{nm}$.

| Flüssigkristall | Zelldicke [μm] | Einschaltzeit [ms] | Ausschaltzeit [ms] |
|-----------------|-----------------------------|--------------------|--------------------|
| BL006 | 0,77 | $0,4 \pm 0,05$ | $3 \pm 0,5$ |
| BL006 | 1,0 | $0,3 \pm 0,05$ | $3 \pm 0,5$ |
| BL006 | 6,6 | 12 ± 1 | 57 ± 4 |
| BL006 | 7,3 | $12 \pm 1,5$ | 64 ± 4 |
| E7 | 5,3 | $4 \pm 0,5$ | 27 ± 3 |
| E7 | 7,6 | $5,5 \pm 0,5$ | 31 ± 3 |
| E7 | 8,0 | 6 ± 1 | 39 ± 3 |
| MLC 15800-000 | 5,9 | $4,5 \pm 0,25$ | 40 ± 3 |
| MLC 15800-000 | 7,5 | $6 \pm 0,5$ | 54 ± 3 |
| MLC 15800-000 | 8,1 | 8 ± 1 | 53 ± 3 |
| MLC 15800-100 | 7,5 | $7,5 \pm 0,5$ | 42 ± 3 |
| MLC 15800-100 | 7,7 | 9 ± 1 | 35 ± 3 |
| MLC 15800-100 | 9,8 | 15 ± 2 | 35 ± 3 |
| MLC 15800-100 | 12,8 | 17 ± 1 | 66 ± 5 |

Tab. 3.5: Schaltzeiten in Abhängigkeit der Zelldicke verschiedener FKe für den Phasenhub von π bei 20° Celsius und der Wellenlänge von $\lambda=405\text{nm}$.

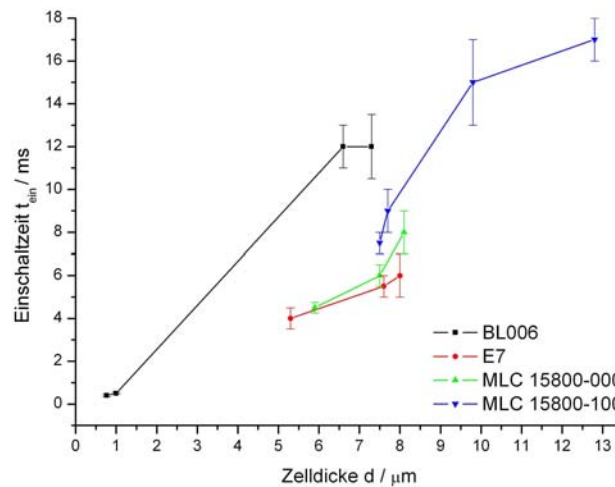


Abb. 3.32: Abhängigkeit der Einschaltzeit von der Zelldicke unterschiedlicher FKe.

3.3.2 Ausnutzung des Transient Nematic Effekts

Die Theorie des Transient Nematic Effekts wurde bereits in Kapitel 2.3.1 vorgestellt; das besondere Schaltprinzip beeinflusst im Wesentlichen die Ausschaltzeit der FK-Zelle. Hierfür wurde das LabVIEW Steuerprogramm um die spezielle TNE-Schaltsequenz erweitert. In Abb. E.2 ist die Bedienungsfläche des Programms zu sehen. In Tab. 3.7 sind die Schalt-

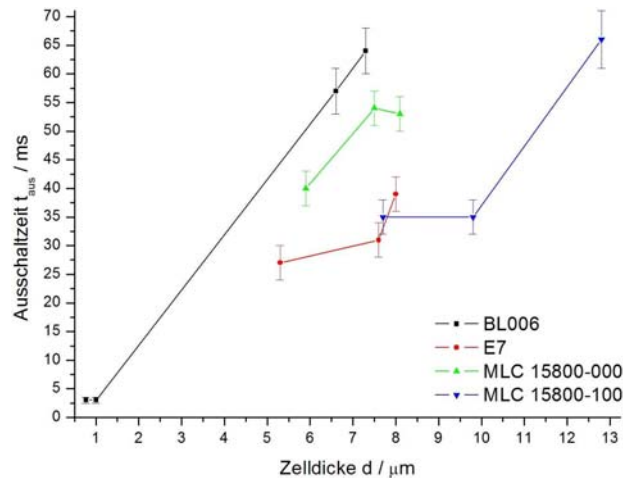


Abb. 3.33: Abhängigkeit der Ausschaltzeit von der Zelldicke unterschiedlicher FKe.

| Flüssigkristall | Brechungsindexdifferenz Δn | minimale Zelldicke d_{min} [nm] |
|-----------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| BL006 | 0,2853 | 1032 |
| E7 | 0,2255 | 1306 |
| MLC 15800-000 | 0,1205 | 2444 |
| MLC 15800-100 | 0,1607 | 1832 |

Tab. 3.6: Minimale Zelldicke für den Phasenhub von π bei 20° Celsius und der Wellenlänge $\lambda=589\text{nm}$.

zeiten mit und ohne Ausnutzung des Transient Nematic Effekts aufgeführt. Die Verbesserung der Schaltzeit liegt minimal bei einem Faktor von 2,5 und maximal bei 3,6.

| Flüssigkristall | Dicke [μm] | Ausschaltzeit ohne TNE [ms] | mit TNE [ms] |
|-----------------|-------------------------|-----------------------------|--------------|
| BL006 | 6,6 | 57 ± 4 | 16 ± 4 |
| E7 | 5,3 | 27 ± 3 | 10 ± 1 |
| MLC 15800-000 | 5,9 | 40 ± 3 | $13,5 \pm 1$ |
| MLC 15800-100 | 7,7 | 35 ± 3 | 14 ± 1 |

Tab. 3.7: Messdaten der Schaltzeit ohne und mit Ausnutzung des Transient Nematic Effekts.

3.3.3 Temperaturabhängigkeit der Schaltzeit

Die nachfolgenden Untersuchungen befassen sich mit der temperaturabhängigen Schaltzeit verschiedener Flüssigkristallmaterialien. Die Voraussetzungen für diese Messungen sind eine effiziente Heizung sowie eine genaue Temperaturstabilisierung der FK-Zelle. Dies wurde zu Beginn der Arbeit mit dem Thermowiderstand PT 100 und einer zweiten unstrukturierten hochohmigen ITO-Heizschicht realisiert. Beide Komponenten sind extern an der äußeren Zellenoberfläche angebracht. Der hohe Widerstand bewirkt beim Anlegen einer Spannung an die ITO-Fläche einen Spannungsabfall und erhitzt so die FK-Zelle. Der Thermowiderstand PT 100 ist in einem elektronischen Schaltkreis integriert und liefert so je nach Temperatur einen entsprechenden Spannungswert am analogen Messeingang der *National Instruments* Karte NI-PCI 6221. Ein LabVIEW Temperatur-Stabilisierungsprogramm vergleicht die gemessene Spannung mit einem eingestellten Sollwert und schaltet ebenfalls über eine elektronische Regelung (MOSFET) die Heizspannung der ITO-Schicht ein oder aus. Das binäre Ein- und Ausschalten des Stromflusses wird durch einen zusätzlichen Kondensator im Heizstromkreis geglättet und so in eine kontinuierliche Regulierung des Stromes umgesetzt. Über eine anfängliche hohe Spannung wird die FK-Zelle schnell auf die gewünschte Temperatur gebracht. Anschließend muss die Heizspannung so weit reduziert werden, dass über den Regelkreislauf *PT100 - PCI 6221 - ITO Heizung* ein konstanter Heizstrom fließt. Über diese Feinabstimmung kann eine Temperaturstabilisierung auf $\pm 0,1^\circ\text{C}$ genau eingestellt werden.

Diese Methode beinhaltet allerdings vier Nachteile:

1. Kalibration des Thermosensors PT 100
2. Thermosensor misst nur die Oberflächentemperatur
3. Indirekte Heizung des Zellinneren
4. Absorption an der zweiten ITO-Schicht

1. Kalibration des Thermosensors PT 100

Die Formel zur Temperatur-Umrechnung, die in den Spezifikationen des Thermo-Widerstand PT 100 angegeben ist, konnte nicht verwendet werden. Wie eigene Kalibrationsmessungen gezeigt haben, besteht eine Abweichung zwischen dem gemessenen Spannungswert und der tatsächlichen Temperatur. Dies ist wahrscheinlich auf die zusätzlichen Widerstände und die Verkabelung im elektrischen Schaltkreis zurückzuführen, die die Voraussetzungen für die Formel verfälschen. Alle gemessenen Spannungswerte wurden gemäß der Eichung in eine korrigierte Temperatur umgerechnet.

2. Thermosensor misst nur die Oberflächentemperatur

Da der Messfühler an der Außenseite der FK-Zelle befestigt ist, wird nur die Oberflächentemperatur gemessen. So kommt es dazu, dass der FK bei einer gemessenen Temperatur

in die isotrope Phase übergeht, die weit unter dem angegebenen Wert im Datenblatt liegt. Die Ursache hierfür ist der mäßige thermische Kontakt des PT 100 mit der Substratoberfläche. Über den Einsatz von Wärmeleitpaste wurde versucht den thermischen Kontakt zu optimieren. Allerdings ist die Temperatur im Zellinneren die entscheidende Messgröße.

3. Indirekte Heizung des Zellinneren

Der Flüssigkristall im Innern der Zelle wird nur indirekt durch die Glassubstrate hindurch von der außenliegenden ITO-Schicht geheizt. Dies führt zu einem unnötig hohen Energieverbrauch, da die gesamte Zelle relativ homogen geheizt wird und so auch in Bereichen, die für die Phasenmodulation irrelevant sind. Eine schnelle Anpassung der Temperatur ist aufgrund der externen Heizung nur bedingt möglich.

4. Absorption an der zweiten ITO-Schicht

Weiterhin wird durch die zusätzliche ITO-Schicht noch mehr Licht absorbiert, was die Effizienz des Phasenmodulators reduziert.

In dieser Arbeit wurde ein neuer Ansatz erforscht, die Zelltemperatur direkt im Inneren messen und regeln zu können.

Integrierte Temperatur-Stabilisierung (T-Stabilisierung)

Es ist gelungen die oben aufgeführten Nachteile der ersten Regelungstechnik zu eliminieren, indem alle Regelungselemente direkt in die ITO-Schicht geätzt und so in das Zelleninnere integriert werden konnten. In Abbildung 3.34 a) ist das Elektrodendesign der FK-Zelle zur temperaturstabilisierten Schaltzeitmessung dargestellt. Ein weiterer Vorteil liegt in der einfachen Herstellung der Regelungselemente durch lithographische Standardprozesse.

Die obere Kreisfläche dient der Phasenmodulation. Direkt darunter befindet sich eine mäanderförmige Struktur, mit der der temperaturabhängige Widerstand erfasst und mithilfe einer elektronischen Schaltung in eine Spannung umgewandelt und verstärkt wird. Der Spannungsverstärker ist sehr sensitiv, so dass auf gut abgeschirmte Zuleitungen geachtet werden muss. Die Spannungsausgabe erfolgt über einen Spannungsteiler und zeigt somit geringe Temperaturunterschiede auf. Über die feinen Leitungen der Heizstruktur fällt eine angelegte Spannung ab und erwärmt so lokal den Flüssigkristall im Inneren der Zelle. Die fünf Kontaktierungspunkte stellen die Verbindung zu dem Steuer-Rechner her. Eine zusätzliche äußere transmissionsmindernde ITO-Heizschicht entfällt.

Im Vergleich zu anderen Regelungsmechanismen, welche an der Außenseite der Flüssigkristallzelle angebracht werden, führt der unmittelbare Kontakt aller Mess- und Regelungseinheiten dieser internen Steuerung mit dem Flüssigkristall zu einer genaueren und schnellen Temperatur-Stabilisierung. Im folgenden Abschnitt wird eine mittlere Abweichung vom Temperatursollwert von nur $\pm 0,04^\circ\text{C}$ über einen Zeitraum von 18 Minuten demonstriert, wodurch man ebenso eine hohe Phasenstabilität erreicht.

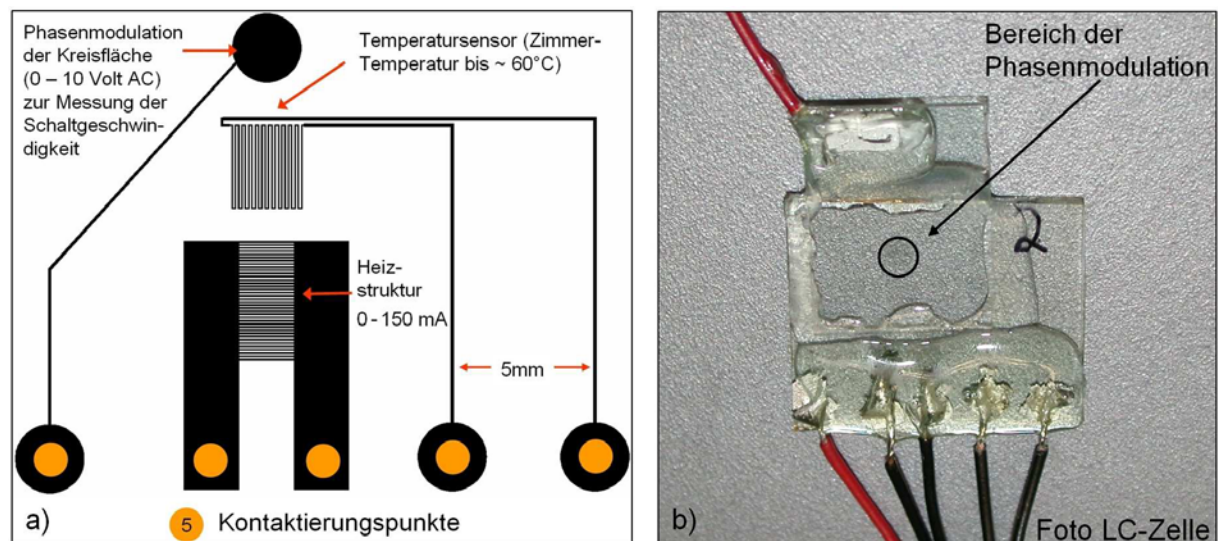


Abb. 3.34: a) ITO-Struktur zur temperaturstabilisierten Schaltzeitmessung, b) Foto einer fabrizierten FK-Zelle mit T-Stabilisierung.

Kalibrierung des ITO-Thermosensors

Es wurden zwei ITO-Thermosensoren mit unterschiedlichem Widerstand ($68\text{k}\Omega$ und $221\text{k}\Omega$) untersucht. Um der gemessenen Spannung eine Temperatur zuordnen zu können, wurden zwei verschiedene Verfahren zur Kalibrierung eingesetzt.

Im ersten Fall wurde die FK-Zelle zusammen mit einem Thermometer in einen Styropor-Thermostat gebracht. Über die interne Heizung wurde die Zelltemperatur erhöht und auf bestimmte Spannungswerte stabilisiert. Nachdem sich ein thermisches Gleichgewicht ausgebildet hatte und die Temperatur des Thermometers nicht weiter anstieg, wurde der Temperaturwert notiert. In Abb. 3.35 ist die Sensor-Spannung in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen, die abgelesenen Temperaturen des Thermometers sind im Graph vermerkt. Die daraus folgende Temperaturkalibration ist in Abb. 3.36 dargestellt. Über den linearen Bereich dieser Kurve wurde ein Fit durchgeführt. Mit diesem lässt sich der Sensor-Spannung von 0 bis 7 Volt eine Temperatur zuordnen. Im Bereich zwischen 7 und 10 Volt wird scheinbar eine Sättigung erreicht. Der Grund hierfür liegt möglicherweise im Elektronik-Design, das aufgrund der Messkonfiguration auf eine maximale Spannungsausgabe von 10 Volt festgelegt wurde.

Im zweiten Fall sorgte eine Heizplatte für die Wärmezufuhr. Auf ihr waren ebenfalls FK-Zelle und Thermometer fixiert. Diesmal wurde der Spannungswert des ITO-Sensors bei diversen Temperaturen notiert. Mit Methode 2 wurde die niederohmige Sensor-Struktur ($68\text{k}\Omega$) vermessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 3.37 zu finden. Der Graph zeigt eine stärkere Steigung als bei dem hochohmigen Sensor. Der abgedeckte Temperatur-Messbereich ist dadurch größer. Mit dem hochohmigen Sensor wird allerdings eine höhere Stabilisierungsgenauigkeit erreicht. Hierauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

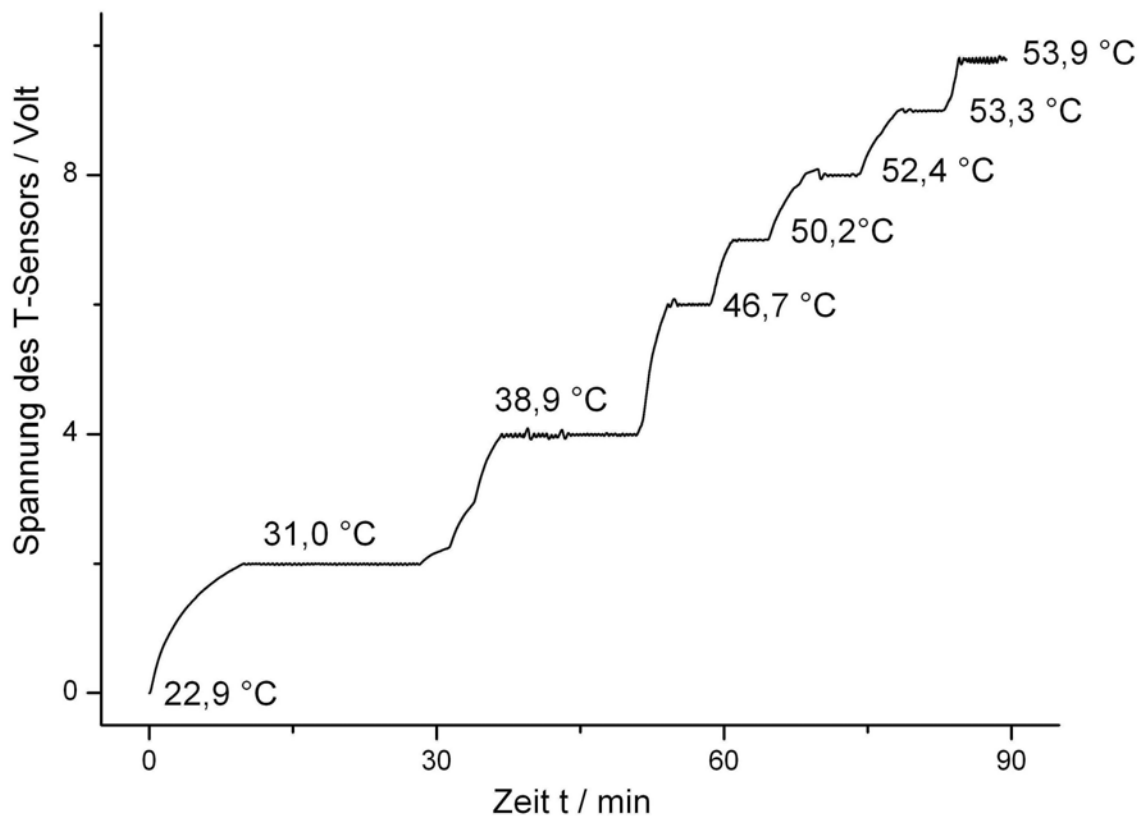


Abb. 3.35: Messmethode 1 im Thermostat: Temperaturstabilisierung bei verschiedenen Spannungswerten. Der Widerstand des T-Sensors beträgt ca. $221k\Omega$.

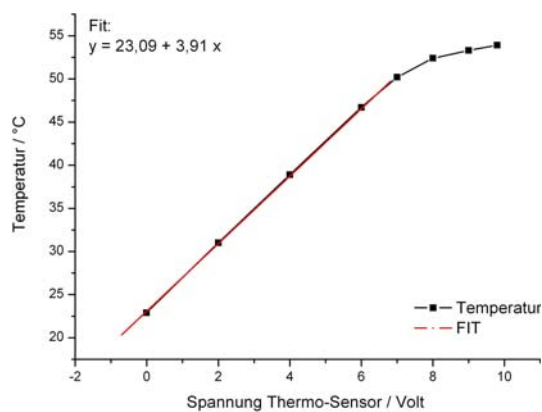


Abb. 3.36: Kalibration: Die Temperatur ist über die stabilisierte Thermosensor-Spannung aufgetragen (Widerstand T-Sensor: $\sim 221k\Omega$).

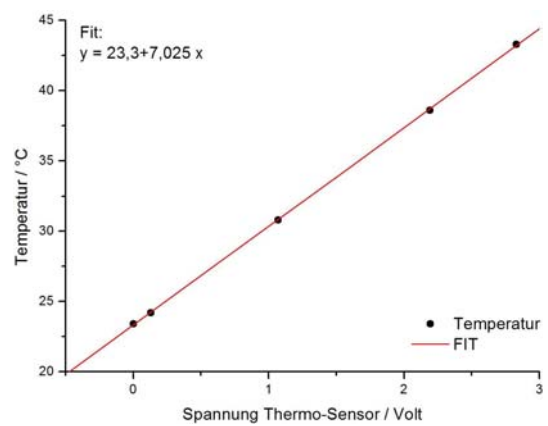


Abb. 3.37: Messmethode 2 auf der Heizplatte: der niederohmige Sensor ($\sim 68k\Omega$) besitzt einen größeren Temperaturmessbereich.

Temperaturstabilität

Nach der Kalibrierung des Temperatur-Sensors soll nun die Stabilisierungsgenauigkeit festgestellt werden. Hierzu wird die FK-Zelle (T-Sensor Typ I, Eichung nach Fit in Abb. 3.36) durch die interne Heizung erwärmt. Der Heizvorgang dauert ca. 10 Minuten wie in dem Graph in Abb. 3.38 deutlich zu erkennen ist. Der angestrebte Spannungs-Sollwert liegt bei 2 Volt. Die nebenstehende Abbildung 3.39 zeigt eine Detailvergrößerung von Abb. 3.38. Aus den Maxima und Minima dieser oszillierenden Spannung wurde jeweils der Mittelwert über einen Zeitraum von 18 Minuten gebildet: der mittlere Maximalwert lag bei 2,00394 Volt, der mittlere Minimalwert bei 1,98324 Volt; daraus ergibt sich ein Mittelwert mit einer Abweichung von $(1,994 \pm 0,01035)$ Volt. Nach der Eichung steht dieser Wert für eine Temperatur von $T = (30,89 \pm 0,04)^\circ\text{C}$. Die Abweichung von diesem Sollwert kommt durch den Wechsel von Heiz- und Abkühlphasen des Regelkreislaufes zustande. Die mittlere Oszillationsfrequenz der Stabilisierung liegt bei 0,035 Hz (~ 29 Sekunden). Dieses Experiment zeigt die hochgenaue Temperaturstabilisierung auf $\pm 0,04^\circ\text{C}$. Bei Sensor Typ 2 wurde eine ähnliche Spannungsgenauigkeit festgestellt, allerdings führt dies aufgrund der Kalibration zu einem anderen Temperaturwert. Die Temperatur konnte nur auf $\pm 0,08^\circ\text{C}$ genau stabilisiert werden.

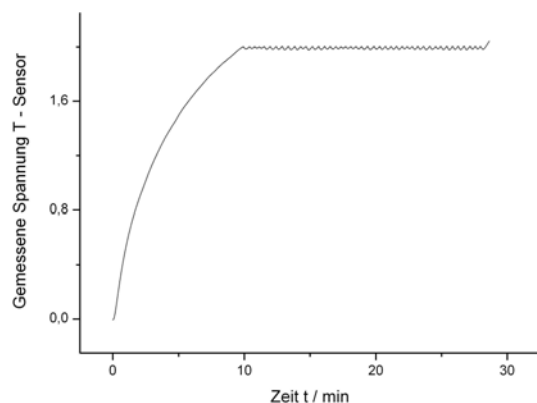


Abb. 3.38: Messung zur Temperaturstabilisierung.

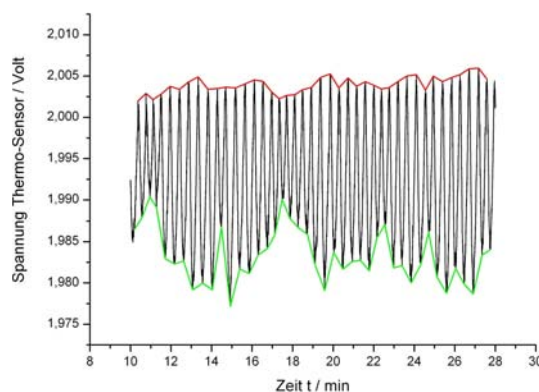


Abb. 3.39: Detailvergrößerung von Abb. 3.38.

Durch die Wahl des ITO-Widerstandes des Thermo-Sensors beeinflusst man einerseits die Größe des Temperaturmessbereichs und andererseits die Genauigkeit der T-Stabilisierung. Der hochohmige Sensor besitzt einen kleineren Messbereich, dafür aber eine hohe Genauigkeit. Bei dem niederohmigen Sensor verhält es sich genau umgekehrt. Über die Anpassung der elektronischen Komponenten kann ggf. der Messbereich erweitert werden und somit der Vorteil der genaueren Stabilisierung bei höheren Temperaturen ausgenutzt werden. Für die Anwendung als FK-Phasenmodulator ist oben erreichte Temperaturstabilisierung vollkommen ausreichend.

Schaltzeitmessungen unter Ausnutzung des Temperatureffektes

Der Betrieb der FK-Zelle bei einer höheren Temperatur verringert die Rotationsviskosität γ_1 der Flüssigkristallmoleküle im Vergleich zum Einsatz bei Raumtemperatur, wodurch eine deutliche Verbesserung der Ein- und Ausschaltzeit erreicht werden konnte. Die hier vorgestellten Messergebnisse unterschiedlicher FK-Mischungen wurden noch mit der externen Temperaturregelung erfasst [31]. In den Tabellen ist jeweils die schnellste Schaltzeit hervorgehoben. Die grafischen Darstellungen verdeutlichen die starke Temperaturabhängigkeit der Schaltzeiten.

Messdaten zu Flüssigkristall BL006

Die Flüssigkristallmischung BL006 mit hoher Brechungsindexdifferenz Δn_{BL006} zeigt eine deutliche Verbesserung für beide Schaltzeiten: die Anstiegszeit verbessert sich durch das Heizen um den Faktor 10,7, die Fallzeit um den Faktor 8. Bei BL006 wurde mit 6,5ms die schnellste Ausschaltzeit gemessen.

| Temperatur [°C] | Einschaltzeit [ms] | Ausschaltzeit [ms] |
|-----------------|----------------------------------|---------------------------------|
| 23 | 16 ± 1 | 52 ± 4 |
| 29 | 9 ± 1 | 37 ± 3 |
| 35 | $4 \pm 0,25$ | $20 \pm 1,5$ |
| 40 | $3 \pm 0,25$ | 13 ± 1 |
| 44 | $2,5 \pm 0,25$ | 11 ± 1 |
| 48 | $1,75 \pm 0,25$ | $9 \pm 0,5$ |
| 56 | $2 \pm 0,25$ | 8 ± 1 |
| 63 | $1,5 \pm 0,25$ | $6,5 \pm 0,5$ |
| 68 | $2 \pm 0,25$ | 11 ± 1 |

Tab. 3.8: Schaltzeiten einer $7,3\mu\text{m}$ dicken Flüssigkristallzelle, gefüllt mit BL006.

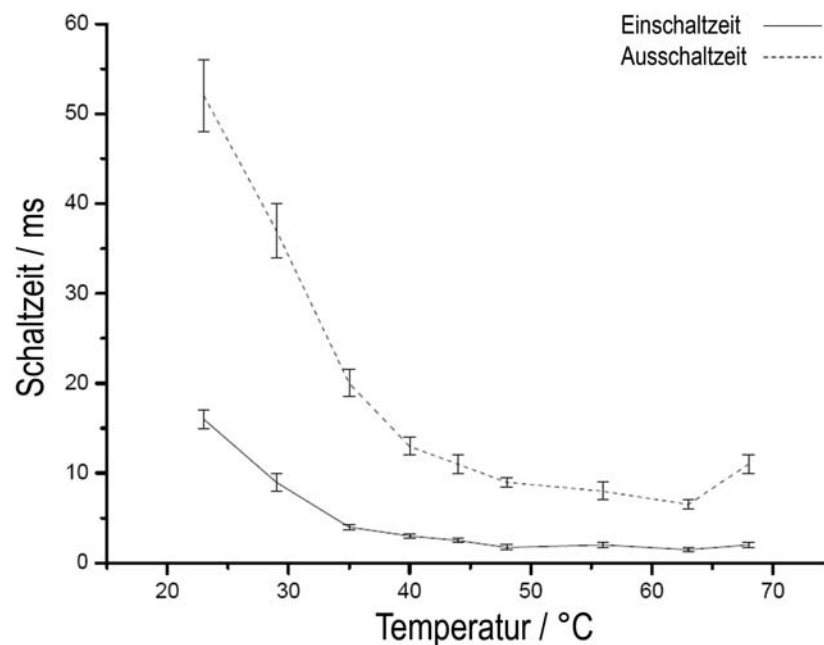


Abb. 3.40: Grafische Darstellung der Messdaten zu BL006.

Messdaten zu Flüssigkristall E7

Als Standardmischung wird E7 häufig zum Vergleich verschiedener FKe bei Schaltzeitmessungen eingesetzt [9]. Durch seine niedrige Klärtemperatur eignet sich E7 nicht für einen Betrieb über 50° Celsius. Verglichen mit BL006 ist die Einschaltzeit mit 1ms geringer, dahingegen verbessert sich die Ausschaltzeit nur um den Faktor 2.

| Temperatur [°C] | Einschaltzeit [ms] | Ausschaltzeit [ms] |
|-----------------|--------------------|--------------------|
| 23 | $4 \pm 0,5$ | 27 ± 3 |
| 29 | $3 \pm 0,25$ | 21 ± 2 |
| 35 | $2 \pm 0,25$ | 21 ± 2 |
| 40 | $1 \pm 0,25$ | $15,5 \pm 0,5$ |
| 44 | $1 \pm 0,25$ | $13,5 \pm 0,5$ |

Tab. 3.9: Schaltzeiten einer $5,3\mu\text{m}$ dicken Flüssigkristallzelle, gefüllt mit E7.

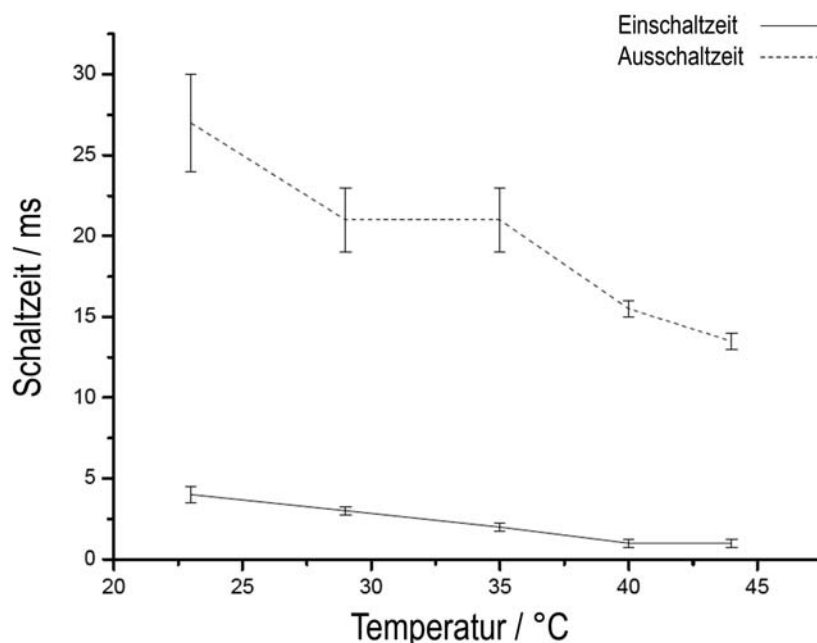


Abb. 3.41: Grafische Darstellung der Messdaten zu E7.

Messdaten zu Flüssigkristall MLC 15800-000 und MLC 15800-100

Bei diesen FK-Mischungen handelt es sich um ein Zwei-Komponenten-System, mit dem die Brechungsindexdifferenz gezielt zwischen $\Delta n_{MLC15800-000}$ und $\Delta n_{MLC15800-100}$ eingestellt werden kann. In den vorliegenden Untersuchungen wurden nur die Einzelkomponenten getestet. Die Ergebnisse für MLC 15800-000 zeigen eine niedrige Einschaltzeit von 1,5ms bei einer Temperatur von 56°C, allerdings bestimmt die längere Ausschaltzeit von 24ms die Dynamik des Schaltvorgangs. Bei MLC 15800-100 wurde eine minimale Einschaltzeit von 2ms und eine Ausschaltzeit von 8ms gemessen.

| Temperatur [°C] | Einschaltzeit [ms] | Ausschaltzeit [ms] |
|-----------------|---------------------------------|------------------------------|
| 23 | $5 \pm 0,5$ | 54 ± 3 |
| 29 | 6 ± 1 | 44 ± 2 |
| 35 | 4 ± 1 | 34 ± 2 |
| 40 | 4 ± 1 | 24 ± 3 |
| 44 | $3,5 \pm 0,5$ | 24 ± 4 |
| 48 | $3,5 \pm 0,5$ | 27 ± 2 |
| 56 | $1,5 \pm 0,5$ | 31 ± 3 |

Tab. 3.10: Schaltzeiten einer 7,5μm dicken Flüssigkristallzelle gefüllt mit MLC15800-000.

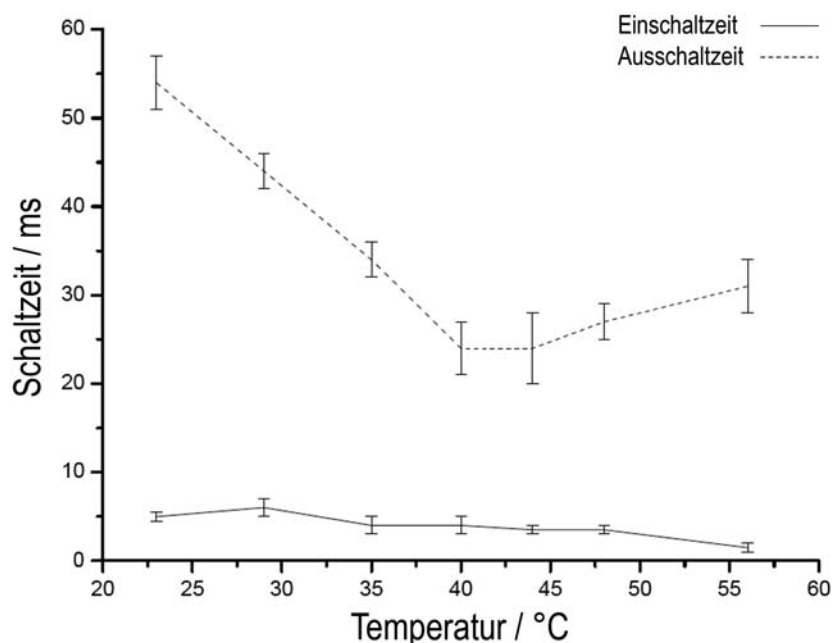


Abb. 3.42: Grafische Darstellung der Messdaten zu MLC 15800-000.

| Temperatur [°C] | Einschaltzeit [ms] | Ausschaltzeit [ms] |
|-----------------|--------------------------------|-----------------------------|
| 23 | $7 \pm 0,5$ | 35 ± 3 |
| 29 | $3,5 \pm 0,5$ | 35 ± 3 |
| 35 | $3 \pm 0,5$ | 25 ± 2 |
| 40 | $3,5 \pm 0,5$ | 15 ± 1 |
| 44 | $2 \pm 0,25$ | 11 ± 1 |
| 48 | $3 \pm 0,25$ | $11,5 \pm 1$ |
| 56 | $3 \pm 0,5$ | 8 ± 1 |

Tab. 3.11: Schaltzeiten einer $7,7 \mu\text{m}$ dicken Flüssigkristallzelle gefüllt mit MLC15800-100.

Fazit

Mit dem Flüssigkristall BL006 wurde die größte Verbesserung durch Temperaturerhöhung erzielt. E7 besaß in dieser Messreihe die kürzeste Einschaltzeit mit 1ms. Von den beiden MLC 15800 Mischungen ist MLC 15800-100 aufgrund kürzerer Schaltzeiten besser für den Einsatz in Phasenmodulatoren geeignet. Allerdings sind die Schaltzeiten im Vergleich zu BL006 länger, womit die Auswahl des schnellsten Flüssigkristalls hiermit auf BL006 fällt. Wie Untersuchungen in [31] gezeigt haben, findet unter Anwendung des Transient Nematic Effektes eine weitere Verbesserung statt. Jedoch wäre ohne eine Dickenreduzierung in den sub- μm Bereich die Ausschaltzeit von $< 1\text{ms}$ nicht möglich gewesen. Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse der Schaltzeitmessungen vorgestellt, in denen die zuvor separat betrachteten Verfahren zur Schaltzeitoptimierung alle miteinander kombiniert werden.

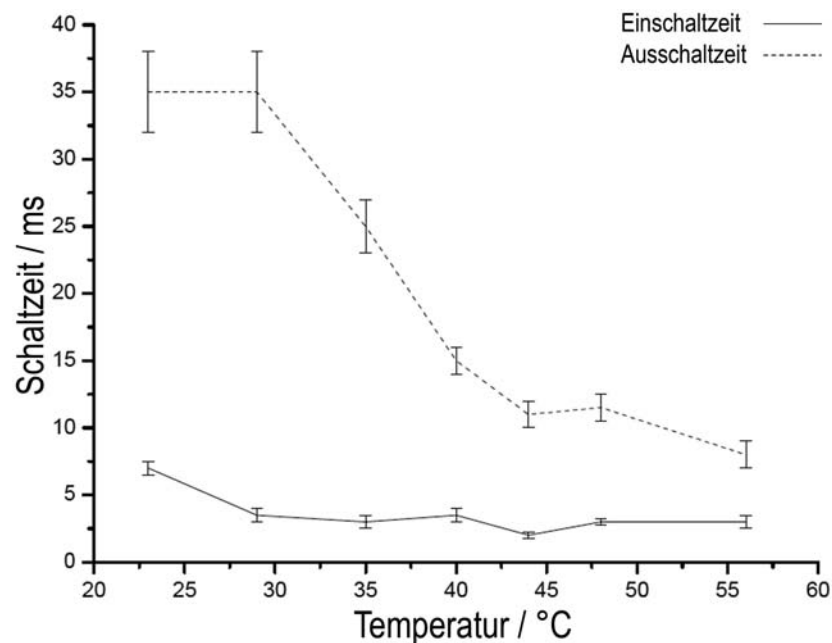


Abb. 3.43: Grafische Darstellung der Messdaten zu MLC 15800-000.

3.3.4 Kombinierte Verfahren zur Schaltzeitreduzierung

Über die Kombination aller schaltzeitverbessernder Effekte

- ultradünner Zellenbau im sub- μm Bereich
- Wahl eines Flüssigkristalls mit hoher Brechungsindexdifferenz Δn
- Verwendung des Transient Nematic Effekts
- Reduzierung der Rotationsviskosität durch den Temperatur-Effekt

konnte eine Einschaltzeit von 0,025ms und eine Ausschaltzeit von 0,5ms (2kHz) gemessen werden. Bei der Temperatur-Stabilisierung kam die neu entwickelte interne Sensorik mit integriertem Heizelement zum Einsatz. Die grafische Auswertung der Schaltzeitmessungen bei Zimmertemperatur (21°C) ist in den Abb. 3.44 und 3.45 dargestellt. Die Messung in Abb. 3.46 wurde bei einer Temperatur von 57°C aufgenommen. Die kurze Einschaltzeit von 0,025ms wurde hierbei mit einem Oszilloskop bestimmt, da die Zeitauflösung der computergestützten Datenerfassung bei 0,1ms lag.

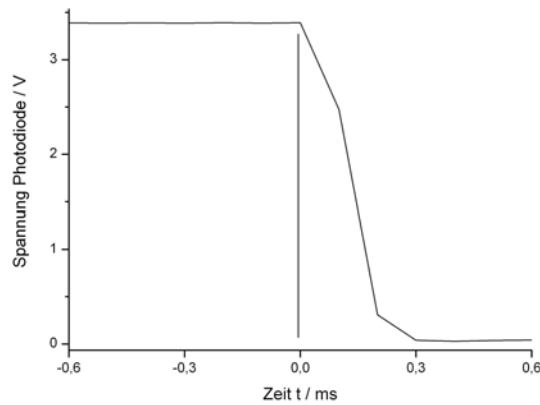


Abb. 3.44: Messung der Einschaltzeit bei 21°C.

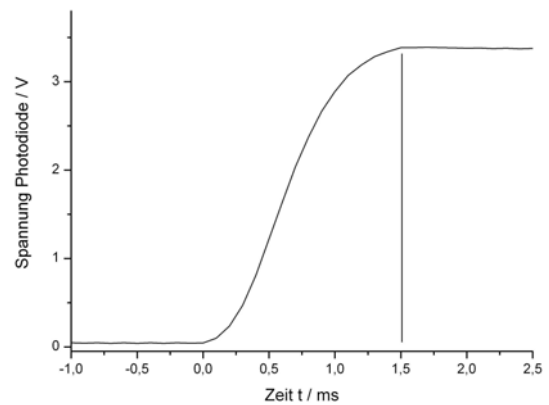


Abb. 3.45: Messung der Ausschaltzeit bei 21°C.

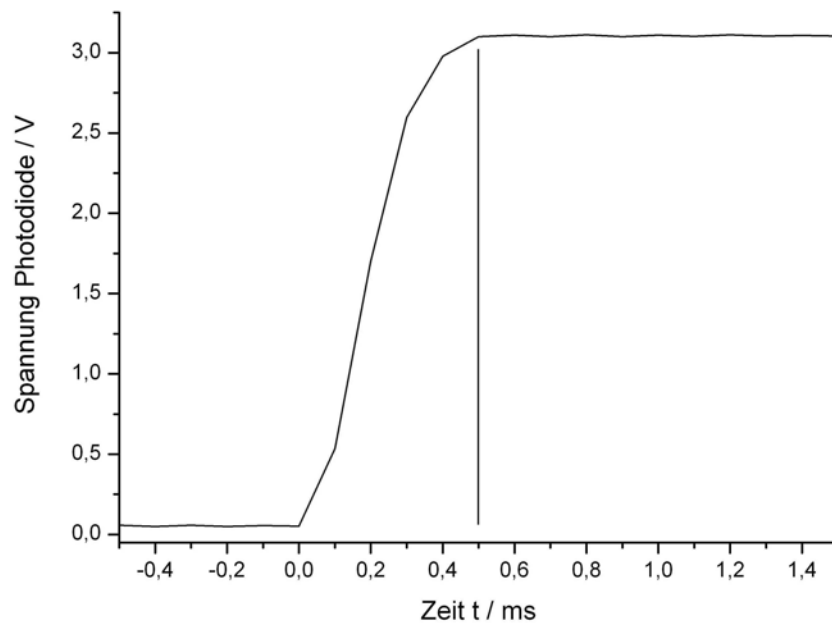


Abb. 3.46: Ausschaltzeit unter Anwendung aller schaltzeitverbessernder Effekte bei 57°C.

Zusammenfassung

Bei dem Flüssigkristall-Phasenmodulator mit einer Zelldicke von $1\ \mu\text{m}$ gefüllt mit Flüssigkristall BL006 wurde die Ausschaltzeit von 0,5ms und eine Einschaltzeit von 0,025ms für den Phasenhub von einem π bei der Messwellenlänge von 405nm und einer Arbeitstemperatur von $T=57^\circ\text{C}$ gemessen. Die Kombination unterschiedlicher schaltzeitverbessernder Effekte, insbesondere die neue Herstellungsmethode der Fotolackspacer für ultradünne Zellen, hat zum schnellen Schaltverhalten beigetragen. Durch die interne Temperaturregelung konnte die Temperatur auf $\pm 0,04^\circ\text{C}$ stabilisiert werden.

Kapitel 4

Diffraktive Optische Elemente zur effizienten Strahlteilung

*Im vorangegangenen Kapitel 3 wurden drei Flüssigkristall-Phasenmodulatoren mit unterschiedlichen Elektrodenlayouts zur Phasencodierung vorgestellt. Um die einzelnen phasenschiebenden Elemente im experimentellen Aufbau zur Hologrammaufnahme effizient und homogen zu beleuchten und den Einfluss der Beugung an den feinen Strukturen der Kontaktierung zu minimieren, wurden beugende Strukturen, sogenannte **Diffraktive Optische Elemente** (DOE), zur Strahlteilung eingesetzt. Ein DOE ist allgemein betrachtet ein Objekt, das durch Beeinflussung von Amplitude, Phase oder beider Größen einer einlaufenden Lichtwelle ein gewünschtes Beugungsmuster erzeugt. In dieser Arbeit wurden Phasen-DOE verwendet, welche durch strukturierte Fotolackschichten auf Glassubstraten realisiert wurden. Jedes DOE wurde auf die Dimensionierung des verwendeten Elektroden-Layouts angepasst, so dass die einzelnen Referenzstrahlen (vgl. Kapitel 5) unabhängig voneinander durch die Modulator-Elemente in ihrer Phase geschoben werden konnten. Die Berechnung und Herstellung dieser Strukturen sowie die experimentellen Auswertungen bzgl. Effizienz und Homogenität bilden die Schwerpunkte des vorliegenden Kapitels. Binäre und mehrstufige DOE werden hierbei separat betrachtet. Weiterhin wird ein Verfahren zur Unterdrückung unerwünschter Beugungsordnungen demonstriert. Das Kapitel schließt mit einer zusammenfassenden Übersicht aller kalkulierten und gemessenen Werte der untersuchten diffraktiven optischen Elemente.*

4.1 Diffraktive Optische Elemente

Zur Thematik der DOE wurden in der Arbeitsgruppe Licht- und Teilchenoptik am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt bereits intensive Studien durchgeführt, so dass im Rahmen dieser Arbeit nur auf die notwendigen Grundlagen eingegangen wird. Zur Vertiefung sei auf die Quellen [29, 35] verwiesen.

In den folgenden theoretischen Überlegungen wird von einer ebenen monochromatischen und kohärenten Lichtwelle ausgegangen. Diffraktive optische Elemente teilen im Regelfall das einfallende Licht durch kontrollierte Beugung an einer Phasen- **oder** Amplituden-Struktur in eine gewünschte Intensitätsverteilung auf. Die gleichzeitige Manipulation von Phase **und** Amplitude ist herstellungsbedingt äußerst komplex und findet daher selten Anwendung. In Abbildung 4.1 ist die Funktionsweise eines binären periodischen Amplituden- und Phasen-DOEs skizziert. Hierbei fokussiert jeweils eine Linse die Beugungsordnungen auf einen Schirm im Abstand f (Brennweite der Linse).

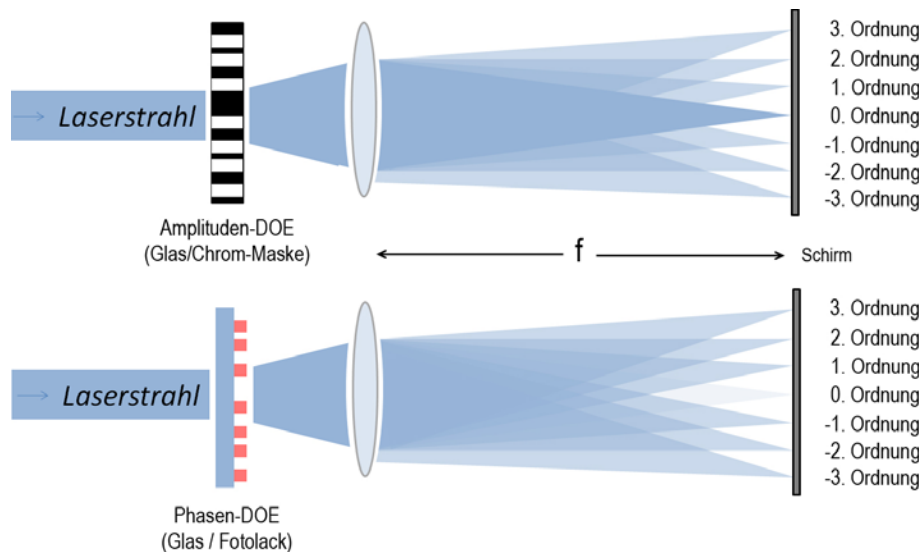


Abb. 4.1: Funktionsprinzip eines DOEs.

Phasen-DOE haben gegenüber Amplituden-DOE folgende Vorteile:

- Sie besitzen nahezu keine Transmissionsverluste (Amplituden-DOE absorbieren typischerweise 50 % der Intensität)
- Selbst bei binären Strukturen ist die Eliminierung der 0. Beugungsordnung bei angepasster Phasenprofilhöhe möglich (Amplituden-DOE besitzen eine ausgeprägte 0. Ordnung)
- Durch eine mehrstufige Phasenstruktur kann eine höhere Effizienz erreicht werden.

Mathematisch kann ein DOE mit folgender Transmissionsfunktion $T(x, y)$ beschrieben werden:

$$T(x, y) = T_A(x, y)e^{iT_\Phi(x, y)} \quad (4.1)$$

Hierbei steht $T_A(x, y)$ für den Amplitudenanteil und $T_\Phi(x, y)$ für den Phasenanteil des diffraktiven Elementes. $T_A(x, y)$ nimmt Werte zwischen 0 und 1 an. Die Phaseninformation in $T_\Phi(x, y)$ liegt aufgrund der Periodizität in dem Wertebereich von $[0, 2\pi)$. Soll nun das Beugungsmuster $E(X, Y)$ eines DOE's im Abstand z an einem Punkt $P(X, Y)$ bestimmt werden, so kann man die Transmissionsfunktion $T(x, y)$ in die Gleichung zur Beschreibung der Fraunhofer-Beugung einsetzen und erhält damit folgende Gleichung [36]:

$$E(X, Y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x, y) e^{ik(Yy + Xx)/z} dy dx \quad (4.2)$$

Anhand der Skizze in Abbildung 4.2 werden die geometrischen Verhältnisse und die beiden Koordinatensysteme (x, y) und (X, Y) verdeutlicht.

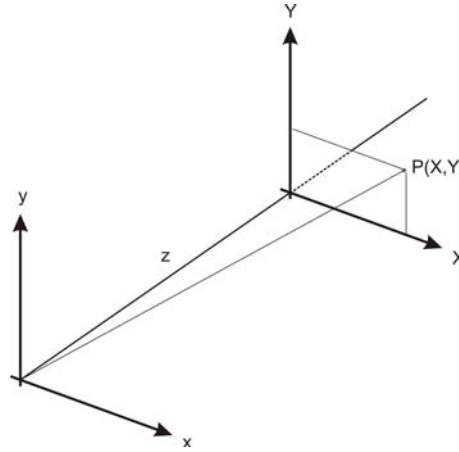


Abb. 4.2: Geometrie zu Gleichung 4.2.

Die Feld- oder Amplitudenverteilung im Fraunhoferschen Beugungsmuster in Gleichung 4.2 ist gleich der Fouriertransformierten der Verteilung innerhalb der Beugungsöffnung, das heißt, der Transmissionsfunktion [36]. Gleichung 4.2 kann daher auch geschrieben werden als:

$$E(X, Y) = \mathfrak{F}\{T(x, y)\} \quad (4.3)$$

Hieraus lässt sich bei bekannter Transmissionsfunktion $T(x, y)$ des DOE's das Beugungsmuster $E(X, Y)$ berechnen. Umgekehrt lässt sich bei Vorgabe von $E(X, Y)$ durch die zweidimensionale inverse Fouriertransformation die Transmissionsfunktion $T(x, y)$ gewinnen:

$$T(x, y) = \mathfrak{F}^{-1}\{E(X, Y)\} \quad (4.4)$$

Die Verwendung des Fast Fourier Transform (FFT) - Algorithmus erlaubt hierbei eine schnelle Berechnung der Werte einer Fourier Transformation und reduziert so den Rechenaufwand erheblich. Der einfachen Idee, aus Kenntnis der Transmissionsfunktion ein DOE zur Strahlteilung zu realisieren, stehen drei Probleme gegenüber:

1. Die Transmissionsfunktion $T(x,y)$ beinhaltet sowohl Amplituden-, als auch Phaseninformationen. Die Fabrikation eines solchen DOEs ist, wie zu Beginn des Kapitels erwähnt, äußerst kompliziert.
2. Die berechneten Strukturen sind kontinuierlich, was herstellungstechnisch kaum zu realisieren ist. Zur Approximation an die kontinuierliche Struktur kann ein mehrstufiges Phasenprofil verwendet werden. Effizienz und Homogenität werden hierbei jedoch abnehmen.
3. Aus der Rücktransformation von $E(X,Y)$ kann eine räumlich stark ausgedehnte Transmissionsfunktion entstehen, welche experimentell nicht zu verwirklichen ist.

Hinzu kommen herstellungsbedingten Limitationen des jeweiligen Fabrikationsprozesses. All diese Punkte und Randbedingungen müssen für das Design und die Herstellung eines DOEs berücksichtigt werden. Die Art des gewünschten Beugungsmusters bestimmt ebenso die Berechnungsmethode, welche analytisch, iterativ oder eine Kombination beider sein kann [29]. Der nächste Abschnitt 4.2 befasst sich speziell mit den verwendeten Algorithmen zur Berechnung der Strahlteiler, welche zur homogenen und effizienten Beleuchtung der hergestellten Phasenmodulatoren eingesetzt wurden.

4.2 Berechnungsalgorithmen

Für die Berechnung diffraktiver optischer Elemente wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Algorithmen untersucht: zum Einen der **I**terative **F**ourier **T**ransformations-**A**lgorithmus (IFTA), der sich zur Kalkulation kontinuierlicher Phasenstrukturen für beliebige Intensitätsverteilungen eignet und zum Anderen der sogenannte **S**imulated **A**nealing Algorithmus [35]. Bei den Berechnungen der geforderten Strahlteiler zeigt das *Simulated Annealing* Verfahren die besseren Ergebnisse bzgl. Homogenität und Effizienz.

4.2.1 Iterativer Fourier Transformations-Algorithmus - IFTA

Die mit IFTA berechneten binarisierten DOE erzeugten in Simulation und Experiment Inhomogenitäten im Beugungsbild und sind für den Einsatz in einem holographischen System zur Phasencodierung nicht geeignet [37]. Der IFTA wurde aus diesem Grund als Berechnungsverfahren für die Realisierung des Strahlteilers ausgeschlossen. Für nähere Informationen zum IFT Algorithmus sei hier auf [29, 37] verwiesen.

4.2.2 Simulated Annealing Algorithmus - SA

Bei dem Simulated Annealing Algorithmus handelt es sich um eine unmittelbare Ableitung des iterativen Direct Binary Search Algorithmus (DBS), der ebenfalls als sog. Evolutionsalgorithmus bezeichnet werden kann. DBS war einer der ersten iterativen Algorithmen, die erfolgreich zur Optimierung von DOE implementiert wurden [35, 38, 39]. Er basiert auf der Minimierung einer Qualitätsfunktion Q , die durch Differenz ΔQ einer bestehenden Lösung Q_{i-1} mit einer leichten Mutation derselben Q_i bewertet wird. Hat die Mutation einen positiven Einfluss auf die Qualitätsfunktion ($\Delta Q = Q_i - Q_{i-1} \leq 0$), so wird diese beibehalten und weiter modifiziert, andernfalls wird sie verworfen und die ursprüngliche Lösung auf andere Weise verändert. Der DBS Algorithmus kann daher als direkter Weg in ein Minimum der Qualitätsfunktion betrachtet werden. Hier liegt aber auch die Schwachstelle des Algorithmus! Betrachtet man die schematische Darstellung des Lösungsraumes für die Qualitätsfunktion in Abbildung 4.3, so wird deutlich, dass es beim DBS-Algorithmus sehr stark von den Startbedingungen abhängt, ob die Lösung in einem lokalen oder globalen Minimum landet. An dieser Stelle setzt der Simulated Annealing (*Simulierte Abkühlung*) Algorithmus an. Er ermöglicht auch eine kurzfristig nachteilige Mutation, so dass man aus dem lokalen Minimum „entkommt“ und das globale Minimum erreichen kann. Dies wird durch das Einführen folgender System-Parameter ermöglicht:

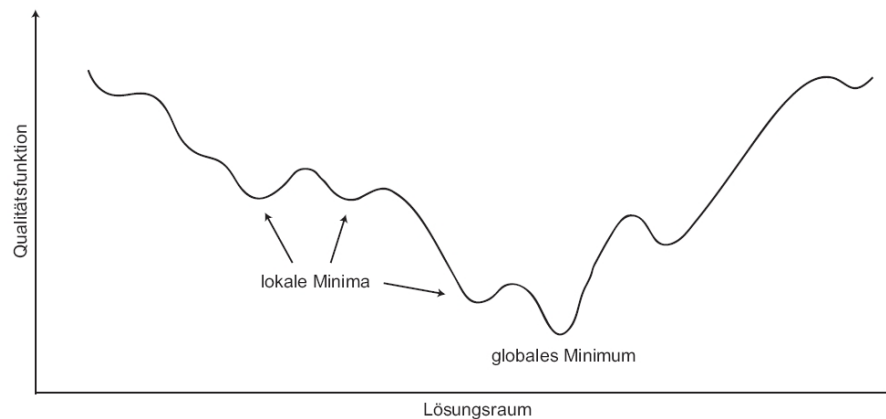


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der Qualitätsfunktion im Lösungsraum. Der DBS Algorithmus lässt nur Schritte im Lösungsraum zu, die einer Verringerung der Qualitätsfunktion entsprechen und kann so in einem lokalen Minimum enden [37].

- Boltzmann-verteilte Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(\Delta Q) = e^{-\frac{\Delta Q}{T}}$
- Virtuelle Temperatur T

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(\Delta Q)$ wird so an die Stelle zur Bewertung der Qualitätsfunktion und Auswahl des nächsten Basis-DOEs integriert, dass mit einer gewissen

Wahrscheinlichkeit $P(\Delta Q)$ auch eine schlechtere Mutation als neues Basis-DOE übernommen werden kann. Die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(\Delta Q)$ von der virtuellen Temperatur T führt dazu, dass bei höherer Temperatur die Wahrscheinlichkeit eine schlechtere Lösung als nächsten Evolutionsschritt zu akzeptieren, größer ist und so lokale Minima verlassen werden können. Durch die schrittweise Temperaturabnahme bei fortlaufendem Algorithmus wird die Wahl eines schlechteren Wertes unwahrscheinlicher, so dass das simulierte System immer mehr „zur Ruhe kommt“. Da Verschlechterungen kaum noch zugelassen werden, wird das nächste Minimum angestrebt. Die Wahrscheinlichkeit, mit Simulated Annealing das globale Minimum erreicht zu haben, ist größer als mit dem DBS und IFT Algorithmus. Die Abnahme der Temperatur simuliert man über folgenden einfachen mathematischen Zusammenhang:

$$T = \frac{T_0}{1+i}$$

i entspricht dem Iterationsschritt, T_0 der Starttemperatur. Der Begriff der *virtuellen Temperatur* wird gewählt, da die Eigenschaften des SA an fluktuierende Kräfte in einem temperaturabhängigen dynamischen System erinnern. Beim mehrmaligen Durchlaufen des SA-Algorithmus hat sich bewährt, die besten Ergebnisse erneut als Start-DOE zu verwenden und nochmals *aufzuwärmen*. Eine schematische Übersicht über das SA Verfahren ist in Abbildung 4.4 gegeben. Der Simulated Annealing Algorithmus wurde nun auf die Berechnungen der diffraktiven Strahlteiler angepasst. Basierend auf einem analytischen Gitteransatz wurde das Phasenprofil iterativ optimiert. Hierzu wird ein binäres DOE über die Phasensprungstellen $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ eines eindimensionalen Beugungsgitters definiert (siehe Abb. 4.5).

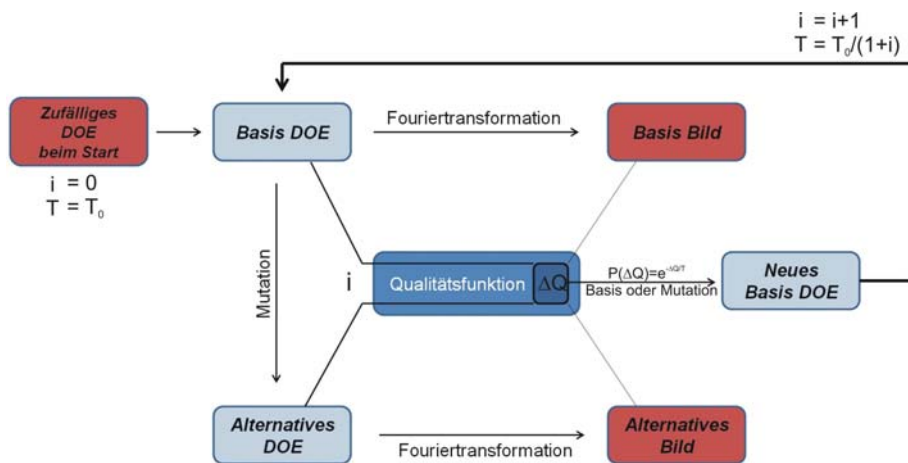


Abb. 4.4: Prinzip des SA Algorithmus: die Differenz ΔQ vergleicht die Qualität des Basis DOEs Q_{i-1} mit seiner Mutation Q_i . Über die Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(\Delta Q)$ und die virtuelle Temperatur wird festgelegt, ob die Mutation oder das ursprüngliche DOE als neue Basis eingesetzt wird.



Abb. 4.5: Definition der Sprungstellen $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ eines binären Phasengitters.

Folgende Vorgaben wurden in die zur Optimierung angewandte Qualitätsfunktion eingebettet:

- Maximale Gesamteffizienz η_{max} \rightarrow hohe Intensität in den verwendeten Beugungsordnungen
- Homogenität \rightarrow Minimale Amplitudendifferenz in den gewünschten Beugungsordnungen
- Herstellungsparameter \rightarrow kleinste realisierbare Strukturgröße

Die Gesamteffizienz η eines DOEs wurde definiert als Summe der einzelnen Beugungseffizienzen der verwendeten Ordnungen: $\eta = \sum_i \eta_i$. Um keine Berechnungszeit mit unrealisierbaren Phasenprofilen zu verlieren, wurde der Herstellungsparameter für die kleinstmögliche, realisierbare Strukturgröße mit in die Berechnung der DOE eingebracht. Diese Größe bestimmt sich bei der Herstellung mithilfe einer Laserlithographie aus dem minimalen Strahldurchmesser des Laser-Schreibers und den sich anschließenden nasschemischen Prozessschritten. Als Minimalwert wurde in den durchgeführten Berechnungen $1\mu\text{m}$ angenommen. Es existiert eine Vielzahl möglicher Mutationen (Verschiebung, Hinzufügen oder Elimination neuer Sprungstellen). Um den Begriff der Mutation zu gewährleisten, wurden jeweils nur geringe Veränderung am Basis-DOE vorgenommen.

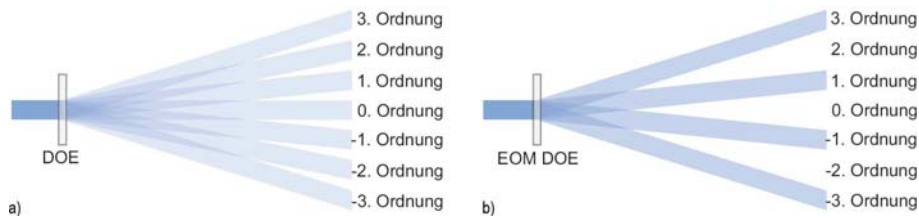


Abb. 4.6: a) Even Order Appearing (EOA) DOE, b) Even Order Missing (EOM) DOE im Vergleich; geradzahlige Ordnungen werden bei einem EOM unterdrückt, bei einem EOA nicht.

Ein Strahlteiler mit einer geraden Anzahl von Beugungsordnungen lässt sich über die Berechnung eines sog. **Even Order Missing** DOEs (EOM) realisieren. Hierbei werden neben der 0. auch die geraden Beugungsordnungen unterdrückt, wenn die Profilhöhe des

binären Phasengitters genau π entspricht. In Abb. 4.6 ist schematisch die optische Antwort eines *regulären* DOE's und die eines EOM DOE's im Vergleich abgebildet. Die später im Detail vorgestellten Strahlteiler (1 zu 4, 1 zu 64) wurden als EOM berechnet. Ein DOE kann als EOM erzeugt werden, wenn die zweite Hälfte einer Gitterperiode G genau der ersten um π phasenverschoben entspricht; für die Transmissionsfunktion gilt dann: $T(x + \frac{G}{2}) = T(x)e^{i\pi} = -T(x)$. Setzt man diese Bedingung für die Amplitude in folgende Gleichung [37]

$$A_m \sim \int_0^G T(x) e^{imk\lambda x/G} dx \text{ mit } m \in \mathbf{Z} \quad (4.5)$$

zur Berechnung der Amplitudenverteilung für die m -te Beugungsordnung ein, so ergibt sich mit m als Parameter der Beugungsordnung:

$$\begin{aligned} A_m &\sim \int_0^G T(x) e^{imk\lambda x/G} dx = \int_0^{G/2} T(x) e^{imk\lambda x/G} dx + \int_{G/2}^G T(x) e^{imk\lambda x/G} dx \\ &= \int_0^{G/2} T(x) e^{imk\lambda x/G} dx + \int_0^{G/2} T(x + G/2) e^{imk\lambda(x+G/2)/G} dx \\ &= \int_0^{G/2} T(x) e^{imk\lambda x/G} (1 - e^{imk\lambda/2}) dx \\ &\text{mit } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ ergibt sich für } (1 - e^{imk\lambda/2}) = (1 - e^{im\pi}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Wie nun deutlich zu erkennen ist, verschwinden für alle $m = 2n$ mit $n \in \mathbf{Z}$ die geraden Beugungsordnungen. Neben binären Strukturen lassen sich auch kontinuierliche und mehrstufige Phasenprofile berechnen, welche sich durch höhere Beugungseffizienzen auszeichnen. Geringfügige Abweichungen im kontinuierlichen Phasenprofil führen bereits zur Absenkung der Homogenität. Binäre Phasen-Profile zeigen etwas geringere Effizienzen, sind aber einfacher herzustellen und unempfindlicher in Bezug auf Herstellungsfehler (vgl. Kap. 4.3.2). Bei binärer Strukturierung wird die optische Funktion vor allem durch die Sprungstellen $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ der Phasenfunktion (siehe Abb. 4.5) bestimmt. Ein Fehler in der Höhe beeinflusst in erster Linie die Intensität in der nullten Ordnung, während die Uniformität der anderen Ordnungen nahezu unbeeinflusst bleibt [29]. Eine detaillierte Beschreibung des Matlab-Programms zur Berechnung der DOE ist in [37] nachzulesen. In den nächsten beiden Abschnitten 4.3 und 4.4 werden aus Gründen der Übersicht binäre und mehrstufige DOE separat betrachtet. Es werden zunächst die Ergebnisse der mathematischen Simulationen diskutiert, entsprechende Herstellungsverfahren zur Realisierung der DOE vorgestellt und die experimentellen Resultate in Bezug auf Homogenität und Effizienz der fabrizierten DOE präsentiert.

4.3 Binäre DOE

Für die homogene Beleuchtung der verschiedenen Phasenmodulatoren wurden ein- und zweidimensionale DOE zur Strahlaufteilung berechnet und hergestellt. Hierbei wurde besonders Wert auf eine homogene Amplitudenverteilung und eine hohe Effizienz gelegt. Nach den mathematischen Simulationen und Herstellungsprozessen diffraktiver optischer Elemente erfolgt die experimentelle Charakterisierung und Auswertung fabrizierter DOE. Die Simulations- und Messergebnisse der binären DOE sind aus [37] entnommen.

4.3.1 Ergebnisse der mathematischen Simulation

Bei den Simulationen wurden Reflektions- und Absorptionsverluste nicht mitberücksichtigt.

Eindimensionaler Strahlteiler - 1 zu 64

Um die Unzulänglichkeiten des IFT Algorithmus zu verdeutlichen, ist exemplarisch das Berechnungsergebnis des 1 zu 64 Strahlteilers in Abb. 4.7 graphisch dargestellt. Abb. 4.7 a) zeigt eine Hälfte der Amplitudenverteilung des 1 zu 64 Strahlteilers in der Bildebene vor und b) nach Binarisierung der kontinuierlichen Phasenstruktur.

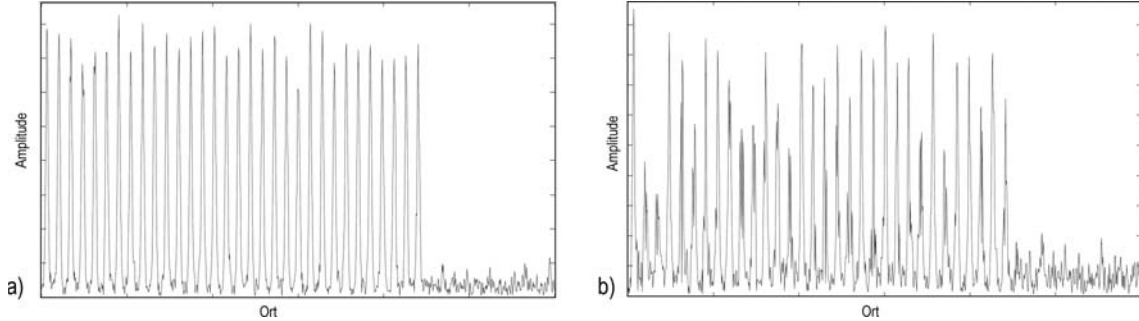


Abb. 4.7: Amplitudenverteilung in der Bildebene eines durch IFTA berechneten, kontinuierlichen DOE's a) vor und b) nach Binarisierung. Aus Übersichtsgründen sind nur 32 der 64 Spots abgebildet. b) zeigt hierbei eine deutliche Verschlechterung der Homogenität und eine Zunahme des Bildrauschens.

Die Gesamteffizienz des kontinuierlichen DOE's erreicht einen Wert von $\eta = 97\%$. Nur drei Prozent der eingestrahltten Lichtenergie verlieren sich im Bildrauschen. Die maximale Amplitudenabweichung A_{Fehler} bezogen auf den Mittelwert wurde gemäß folgender Formel zu

$$A_{Fehler} = \frac{A_{max} - A_{min}}{(A_{max} + A_{min})/2} = \pm 7,5\% \quad (4.7)$$

bestimmt. Da für die Verwendung des Strahlteilers im holographischen Aufbau mit Phasencodierung (siehe Kapitel 5 und 6) eine gleichmäßige Amplitudenverteilung notwendig ist, führt die Amplituden-Inhomogenität einzelner Referenzstrahlen zu Übersprechen verschiedener Phasencodes [40]. Unterschiedlich stark rekonstruierte Sub-Hologramme der Einzelreferenzen können ggf. nicht vollständig destruktiv interferieren: es gilt also, den Amplitudenfehler zu minimieren. Nach der Binarisierung des Phasenprofils sinkt die Energieeffizienz in der Bildebene auf 83 % und das Bildrauschen steigt stark an. Viel problematischer ist allerdings die extreme Verschlechterung der Homogenität A_{Fehler} auf $\pm 25\%$. Dieser Wert ist aus den zuvor genannten Gründen inakzeptabel. Die Herstellung des kontinuierlichen DOEs mit optimaler Energieeffizienz und ausreichender Homogenität ist aus verfahrenstechnischen Gründen nicht realisierbar und die einfache Lösung des binären DOEs unzureichend. Das *Simulated Annealing* Verfahren zeigt allgemein in den durchgeführten Simulationen binärer Strukturen eine deutliche Verbesserung der Homogenität, auf Kosten einer niedrigeren Effizienz aufgrund höherer unerwünschter Beugungsordnungen.

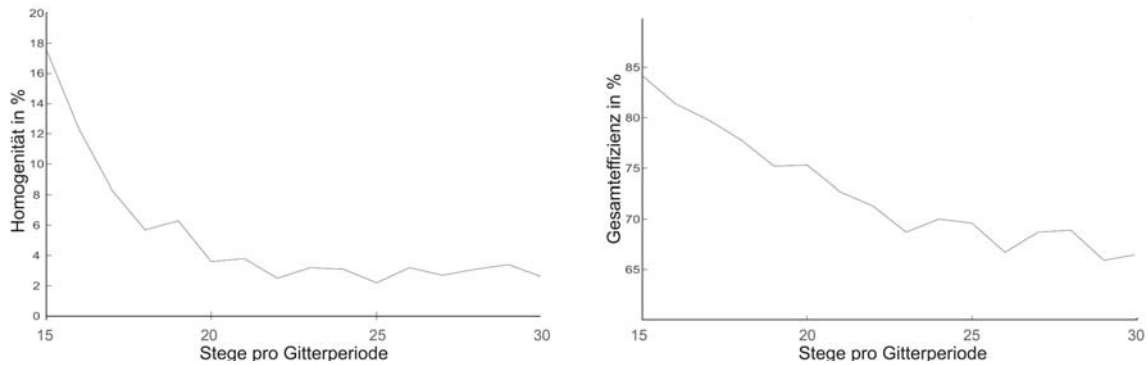


Abb. 4.8: Homogenität und Effizienz über der Steganzahl einer Strukturperiode [37].

Da das Phasenprofil des diffraktiven Strahlteilers in dem nun verwendeten *Simulated Annealing* Algorithmus über einen analytischen Gitteransatz iterativ optimiert werden soll, wurden in [37] zunächst Untersuchungen über die optimale Anzahl der Sprungpunkte, bzw. der Stege (Abschnitte mit einem Phasenhub von π) des Gitters gemacht. Über eine Variation der Steganzahl von 15 bis 30 sind folgende Ergebnisse festzuhalten:

- Eine Verbesserung der Homogenität bei einer größeren Steganzahl als 23 war für den 64fachen Strahlteiler nicht festzustellen.
- Bei steigender Steganzahl sinkt die Gesamteffizienz η .

Die grafische Auswertung in Abb. 4.8 verdeutlicht die Resultate. Es tritt der Optimalwert von 23 Gitterstegen hervor. Von diesem Wert ausgehend wurden ausführlichere SA Berechnungen bei größerer Rechenzeit durchlaufen. Das Simulationsergebnis eines mit 23 Stegen berechnetes EOM-DOE zur 64fachen Strahlteilung ist in Abb. 4.9 dargestellt. Hierin ist die

Amplitudenverteilung von 32 der 64 Spots in der Bildebene über die Beugungsordnung des durch Simulated Annealing berechneten binären DOEs aufgetragen. Die Energieeffizienz wird aufgrund höherer unerwünschter Ordnungen auf 71 % beschränkt. Die Homogenität zeigt allerdings mit $A_{Fehler} = \pm 1,5\%$ einen deutlich besseren Wert als in der IFTA Berechnung.

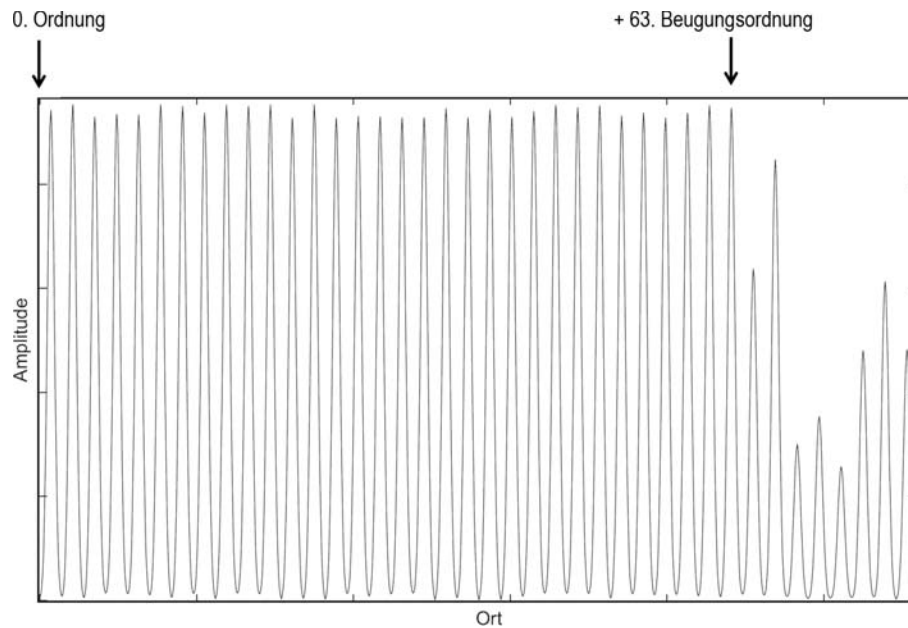


Abb. 4.9: Amplitudenverteilung von 32 Spots in der Bildebene eines durch Simulated Annealing berechneten, binären DOEs. Das DOE zeichnet sich durch eine hohe Homogenität aus.

Zweidimensionaler Strahlteiler - 2 x 4 x 4

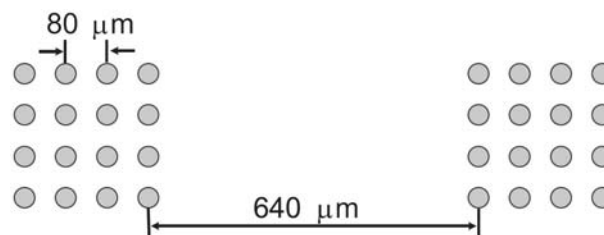


Abb. 4.10: Spot-Anordnung der erwünschten Strahlteilung zur Beleuchtung des 2x4x4 Phasenmodulators.

Zur effizienten Beleuchtung des zweidimensionalen FK-Phasenmodulators mit zwei getrennten 4 x 4 - Arrays (siehe Kapitel 3.1.3) musste ein neues DOE berechnet werden, das die Referenzstrahlen, wie in Abbildung 4.10 skizziert, aufteilt. Da im Gegensatz zum

64fach Strahlteiler das Licht nicht eindimensional in eine Zeile gebeugt wird, benötigt das zu berechnende DOE eine zweidimensionale Gitterstruktur. Für jede der beiden Raumrichtungen wird hierzu separat ein DOE-Profil berechnet: ein 1 zu 4 Strahlteiler als EOM DOE und ein 1 zu 8 Strahlteiler EOA DOE (homogene Intensität in den Ordnungen -7, -6, -5, -4, +4, +5, +6, +7).

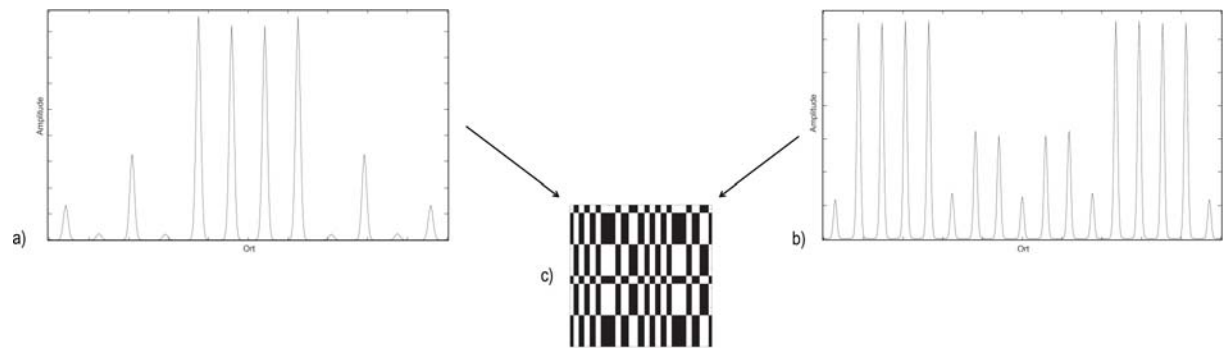


Abb. 4.11: Ortsabhängige Amplitudenverteilung der a) vertikalen und b) horizontalen diffraktiven Strahlteiler; c) resultierende zweidimensionale Gitterstruktur.

Das Berechnungsergebnis der ortsabhängigen Amplitudenverteilung der vertikalen Struktur ist in Abb. 4.11 a), das der horizontalen in Abb. 4.11 b) graphisch dargestellt. Durch die orthogonale Überlagerung der zwei Profile entsteht die zweidimensionale Gitterstruktur, wie sie in Abb. 4.11 c) zu sehen ist. Die Amplitudenhomogenität des zweidimensionalen Strahlteilers ist mit $A_{Fehler} = \pm 1,5$ in der selben Größenordnung wie die des eindimensionalen (1x64). Die Effizienz nimmt allerdings merklich ab, da in beiden Raumrichtungen nun verstärkt unerwünschte Beugungsordnungen auftreten, so dass die Effizienzen beider eindimensionalen Strukturen miteinander multipliziert werden müssen. Mit einer Effizienz von 73 % horizontal und 74 % vertikal ergibt sich eine Gesamteffizienz von $(73 \cdot 74) \% = 54 \%$. Mit binären Gitterstrukturen ist dieser Wert nicht weiter zu erhöhen. Inwiefern mehrstufige Phasenprofile die Gesamteffizienz verbessern, ist in Abschnitt 4.4 geschildert.

Zweidimensionaler Strahlteiler - 4 Ringe

Das Ziel der neuartigen zweidimensionalen 4 Ring Phasenmodulation war die Verbesserung des Überlappungsbereichs von Signal- und Referenzstrahl in einem kollinearen System. Für den 4 Ring Phasenmodulator (siehe Kapitel 3.1.3) wurde die Strahlaufteilung in die 4 Ring Anordnung, wie sie in Abbildung 4.12 a) illustriert ist, benötigt. Für dieses System konnten die Berechnungsergebnisse der horizontalen Gitterstruktur des $2 \times (4 \times 4)$ Strahlteilers (Abb. 4.11 b)) übernommen werden. Die zuvor berechnete eindimensionale Gitterstruktur wurde nach dem Bildungsschema in Abb. 4.12 b) in ein rotationssymmetrisches Ringsystem umgewandelt. Licht, das zentriert auf diese Struktur fällt, wird nun gleichermaßen in jede Richtung gebeugt, so dass in der Bildebene des DOE's vier Ringe entstehen können.

Effizienz und Homogenität sind mit $\eta = 73 \%$ und $A_{Fehler} = \pm 1,5 \%$ äquivalent zu der eindimensionalen Kalkulation.

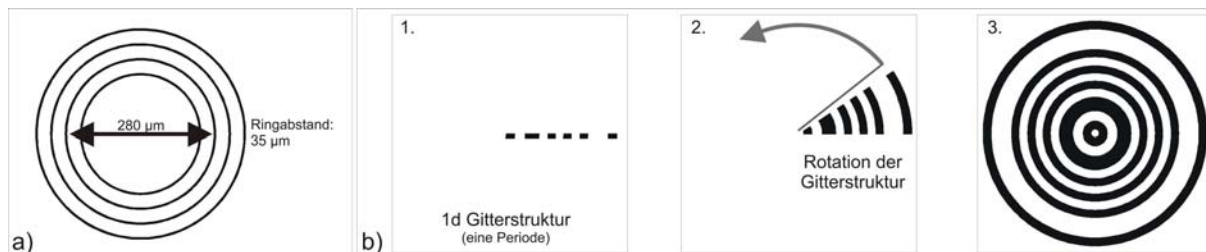


Abb. 4.12: a) 4 Ring-Anordnung, b) Bildungsschema der DOE-Ringstruktur.

4.3.2 Herstellungsverfahren

Nachdem das binäre Phasenprofil der Transmissionsfunktion zuvor durch Berechnungen optimiert wurde, behandelt dieser Abschnitt die Herstellung der diffraktiven optischen Elemente. Hierzu wurden mit Fotolack beschichtete Glassubstrate eingesetzt. Durch eine Strukturierung dieser Schicht per Laserlithographie oder Maskenkopier-Prozesse kann das Phasenprofil über eine ortsabhängige Dickenvariation aufgeprägt werden.

Prinzip

Licht legt bei der Propagation durch ein transparentes Medium der Dicke d mit einem Brechungsindex $n(\lambda)$ die optische Weglänge $s = n(\lambda)d$ zurück. Es kommt hierbei zu einer Phasenänderung $\Delta\Phi = ks = kn(\lambda)d$ mit der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ [36, 37]. Über den linearen Zusammenhang der Phasenänderung $\Delta\Phi$ mit der Dicke d der durchlaufenen Schicht kann das Phasenprofil durch eine lokale Schichtdickenvariation wie in Abb. 4.13 realisiert werden. Zusammen mit der Phasenfunktion $\Phi(x,y)$ des DOE's ergibt sich für die Schichtdickenverteilung $d(x,y)$:

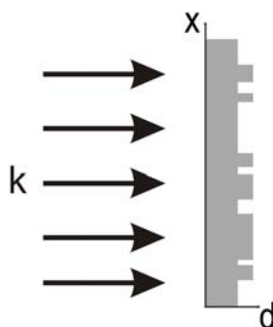


Abb. 4.13: Realisierung eines binären Phasen-DOEs. Variationen der Schichtdicke entsprechen unterschiedlichen optischen Weglängen und somit unterschiedlichen Phasen der Wellenfront.

$$d(x, y) = \frac{\Phi(x, y)\lambda}{2\pi(n(\lambda) - 1)} \quad (4.8)$$

Realisiert man das transparente Medium mithilfe einer dünnen Fotolack-Schicht, so kann die lokale Dickenänderung gemäß der Phasenfunktion durch lithographische Prozessführung erreicht werden. Die maximale Fotolackdicke d_{Lack} berechnet sich für ein binäres DOE mit einem maximalen Phasenhub von π zu:

$$d_{Lack} = \frac{\lambda}{2(n(\lambda) - 1)} \quad (4.9)$$

Die Amplitudenmodulation durch die Absorption an der Fotolackschicht ist vernachlässigbar.

Prozessierung der Fotolack-Substrate

Da die Prozessführung zur Herstellung eines DOEs basierend auf dünnen Fotolackschichten Ähnlichkeiten mit der Fabrikation der Phasenmodulatoren aufweist, die in Kapitel 3.1.1 ausführlich beschrieben wurde, erfolgt an dieser Stelle nur eine kurze Darstellung. Das Verfahren gliedert sich in drei Arbeitsschritte (siehe hierzu auch Abb. 4.14):

- Belacken eines Glassubstrates mit dem positiven Fotolack S1805: Einstellen der Schichtdicke über die Umdrehungsgeschwindigkeit beim Spincoating-Verfahren, Tempern des Fotolacks bei 100°C für 30 Minuten
- Strukturierung des Fotolacks per Laserlithographie oder Fotolithographie (Übertragen des Phasenprofils durch eine strukturierte Chrom-Maske per Mask-Aligner)
- Entwicklung des Fotolacks durch nasschemische Prozesse

Einstellen der Lackdicke

Da die in den Datenblättern angegebene Lackdicke in Abhängigkeit der Umdrehungsgeschwindigkeit für S1805 nur ein Leitwert ist und je nach Umgebungsverhältnissen (Alter und Lagerung des Lacks; Umgebungstemperatur, Verdunstung der Lösungsmittel) variiert, mussten zur Ermittlung der Prozessparameter für die korrekte Schichtdicke d_{Lack} eigene Untersuchungen gemacht werden. Die Bestimmung der Schichtdicke über das spektrometrische Verfahren, welches auch zur Messung der Dicke von Flüssigkristallzellen (siehe Kapitel 3.1.1) eingesetzt wurde, versagt aufgrund der dünnen Lackschicht von $d_{Lack} = \frac{405nm}{2(1,71-1)} = 285nm$ und der Dispersion des Fotolacks ($n_{400nm} \sim 1,71$ und $n_{800nm} \sim 1,62$). Die Verwendung eines mittleren Brechungsindex verfälscht die tatsächliche Dicke der Lackschicht. Ein etwas aufwendigeres Verfahren lieferte genauere Ergebnisse bzgl. der Schichtdicke in Abhängigkeit der Prozessparameter: betrachtet man die Bildebene eines DOEs mit dem

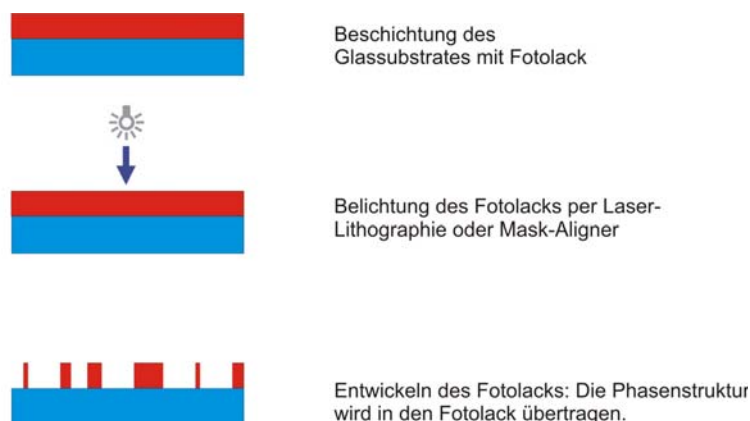


Abb. 4.14: Herstellungsprinzip für diffraktive optische Strukturen in Fotolack.

eindimensionalen Phasen-Gitter aus äquidistanten Bereichen von 0 und π , so wird die 0. Beugungsordnung vollständig unterdrückt. Bei einer Variation des Phasenprofils um $\Delta\pi$ erscheint wiederum eine 0. Ordnung. In der experimentellen Umsetzung wurden hierzu Glassubstrate bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten belichtet und über lithographische Prozesse mit dem oben genannten Phasenprofil versehen. Entspricht die Lackhöhe genau 285nm (Phasenhub von π) so wird die Intensität der 0. Ordnung minimal. Die so bestimmten Parameter wurden schließlich für die Herstellung der verschiedenen diffraktiven Strahlteiler verwendet.

Wahl des Schreibmodus der Laserlithographie-Anlage

Für eindimensionale Phasenstrukturen sowie die ringsymmetrischen DOE hat sich aufgrund einer schnellen und akkuraten Belichtung des Fotolacks der vektorielle Schreibmodus der Laserlithographie bewährt. Beim zweidimensionalen $2 \times (4 \times 4)$ Strahlteiler kam es hingegen zu einer sehr hohen Anzahl an Vektoren. Daher wurde die in diesem Fall schnellere Bitmap-Variante bevorzugt.

Minimale Strukturgröße und Gitterperiode

Bei allen berechneten binären DOE wurde für die Herstellung eine minimale Strukturgröße von $1\mu\text{m}$ angenommen. Damit die Strahlteiler in den experimentellen Aufbau integriert werden können, wurde die Größe der Gitterperiode auf die Kombination mit einer Linse der Brennweite $f=50\text{mm}$ angepasst, so dass die Beugungsordnungen auf die Strukturen des Phasenmodulators fokussiert werden.

Replikation durch Fotolithographie (Mask-Aligner)

Um von dem langsameren Laserlithographie-Schreibvorgang unabhängig zu sein, kann zur schnellen Replikation eines DOE's ein fotolithographisches Verfahren mithilfe eines Mask-Aligners eingesetzt werden. Hierfür wurde zunächst eine Chrom-Mastermaske per Laserlithographie fabriziert. Die ortsabhängige Transmission der Chrom-Maske entspricht der

Phasenverteilung des DOEs. Über eine einfache Maskenkopie können so in kurzer Zeit binäre Fotolack-Strukturen erzeugt werden. Bei diesem Replikationsverfahren muss allerdings beachtet werden, dass die Auflösung der feinsten Strukturen aufgrund von Beugungseffekten limitiert ist und die Schichtdicke d des Fotolacks daher nicht beliebig erhöht werden kann. Eine Abschätzung über die Fresnelzahl F (Belichtungswellenlänge $\lambda_{\text{exposure}} = 350\text{nm}$, kleinste Strukturgröße $G = 1\text{ }\mu\text{m}$) mit

$$F = \frac{G^2}{\lambda_{\text{exposure}} d} = 10,03 \gg 1 \quad (4.10)$$

zeigt aber, dass eine Verschlechterung der Phasenstruktur bei der hier verwendeten Schichtdicke von nur 285nm nicht zu erwarten ist [29].

Simulation von Fehlern in der Herstellung

Da der Herstellungsprozess vielen äußeren Einflüssen unterworfen ist, ist eine absolut fehlerfreie Herstellung eines DOEs kaum möglich. Um die Auswirkungen von Herstellungsfehlern zu untersuchen, wurden in der von mir betreuten Diplomarbeit [37] mathematische Simulationen durchgeführt. Die Ergebnisse der Berechnungen befassen sich mit den folgenden Fehlerquellen:

- Einfluss der Kantenverläufe des binären Phasenprofils
- Verbreiterung der Gräben im Fotolackprofil
- Abweichungen in der Fotolackhöhe

Nimmt man anstelle einer steilen Kante einen Steigungswinkel von 45° am Phasenübergang von 0 zu π und umgekehrt an (die Breite des Übergangs entspricht so der Höhe des Fotolacks), dann führt dies zu einer geringfügigen Verschlechterung der Amplitudenhomogenität von $A_{\text{Fehler}} = \pm 1,5\%$ auf $A'_{\text{Fehler}} = \pm 3\%$. Die Effizienz zeigt keine große Änderung, nur die 0. Beugungsordnung wird im Fall eines EOMs nicht mehr vollständig unterdrückt und die Amplitude steigt auf 20 % einer erwünschten Ordnung an. Die unterdrückten Zwischenordnungen werden hiervon vernachlässigbar gering beeinflusst. Zum Vergleich sind in Abbildung 4.15 die Amplitudenverteilung eines a) idealen Gitters und b) eines Gitters mit aufgeweitetem Phasenübergang ($0,4\text{ }\mu\text{m}$) dargestellt. Alle prozentualen Angaben bzgl. der 0. Ordnung beziehen sich im Folgenden auf eine erwünschte Ordnung. Eine geringfügige Schwankung der Laserleistung bei der Belichtung oder eine Variation in der Entwicklungszeit kann zu einer Verbreiterung der Gräben im Fotolackprofil führen. Simulationen diesbezüglich haben bei einer Verbreiterung der Grabenstruktur von $0,1\text{ }\mu\text{m}$ keine nennenswerten Auswirkungen auf Homogenität und Effizienz gezeigt. Die 0. Ordnung erreichte einen Wert von 10%. Selbst eine Verbreiterung von $0,5\text{ }\mu\text{m}$ resultiert in einer nur geringen Verschlechterung der Homogenität auf $A'_{\text{Fehler}} = \pm 4\%$. Die 0. Ordnung steigt dann jedoch auf 40 %. Selbst die größere Veränderung des Phasenprofils zeigt mit dem Entstehen schwacher Zwischenordnungen eine sehr geringe Beeinflussung des Beugungsbildes. Die sensibelste Größe

bei der Herstellung eines auf Fotolack basierenden DOEs ist die Schichtdicke. Allerdings beeinflusst sie im Wesentlichen nur die Amplitude der 0. Ordnung, während Homogenität und Gesamteffizienz nahezu unberührt bleiben. Bereits eine Abweichung des Phasenhubes um 5% führt bei der 0. Ordnung zu einer Amplitude von 70%. Vergrößert man den Fehler der Schichtdicke auf 10%, so steigt die nullte Ordnung auf 125% der Amplitude der eigentlich erwünschten Ordnungen. Weitere Zwischenordnungen entstehen nicht.

Fazit

Alle simulierten Fehler verschlechtern die Homogenität geringfügig. Ebenso bleibt die Gesamteffizienz nahezu konstant. Ein kontinuierlicher Phasenübergang sowie die Grabenverbreiterung erzeugt gerade Zwischenordnungen von geringer Amplitude. Den stärksten Einfluss auf die nullte Ordnung zeigt die Variation der Fotolackschichtdicke.

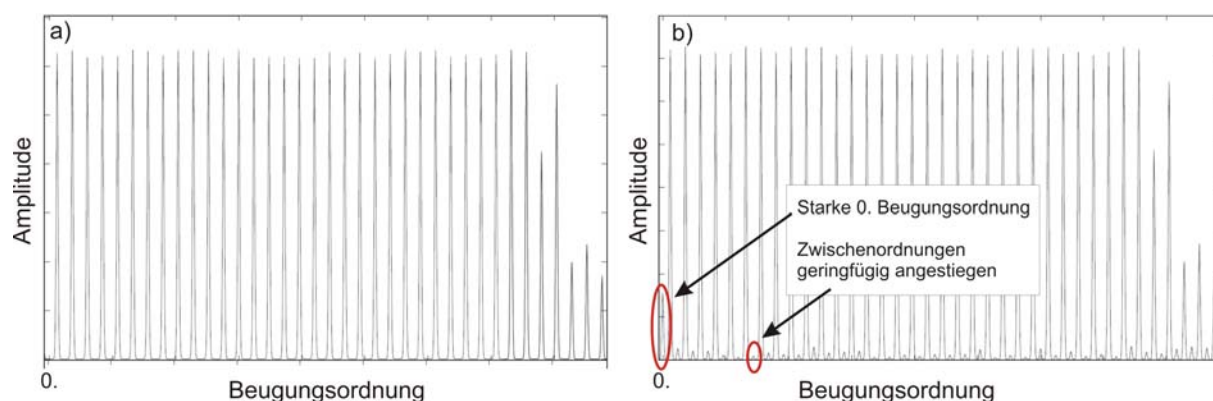


Abb. 4.15: Simulierte Amplitudenverteilung eines a) idealen Gitters und b) eines Gitters mit aufgeweitetem Phasenübergang (Breite $0,4 \mu\text{m}$).

4.3.3 Experimentelle Resultate

In diesem Abschnitt werden die hergestellten diffraktiven Strahlteiler über die Messergebnisse bzgl. Homogenität und Effizienz charakterisiert. Die DOE wurden mit dem im holographischen System eingesetzten Diodenlaser DL 100 (*Fa. Toptica*, Wellenlänge $\lambda = 405\text{nm}$) beleuchtet. Die resultierende Spot-Anordnung wurde über eine Abbildungsoptik so vergrößert, dass die einzelnen Beugungsordnungen separat voneinander gemessen werden konnten. Die Messdaten zu den binären DOE (Design: 1×64 und $2 \times 4 \times 4$) sind [37] entnommen. Die Intensitäten der einzelnen Spots wurden hier mit einem optischen Powermeter mit Silikonsensor der Firma Coherent erfasst und im Falle der mehrstufigen sowie des 4 Ring DOE mit dem Powermeter PM 120 der Firma Thorlabs. Die grafische Auswertung der Amplitudenverteilung erfolgte mit Matlab. Eine CCD-Aufnahme der vom DOE erzeugten Bildebene ist jeweils abgebildet.

Eindimensionaler Strahlteiler - 1 zu 64

In Abbildung 4.16 ist die gemessene Amplitudenverteilung der 64 Spots dargestellt.

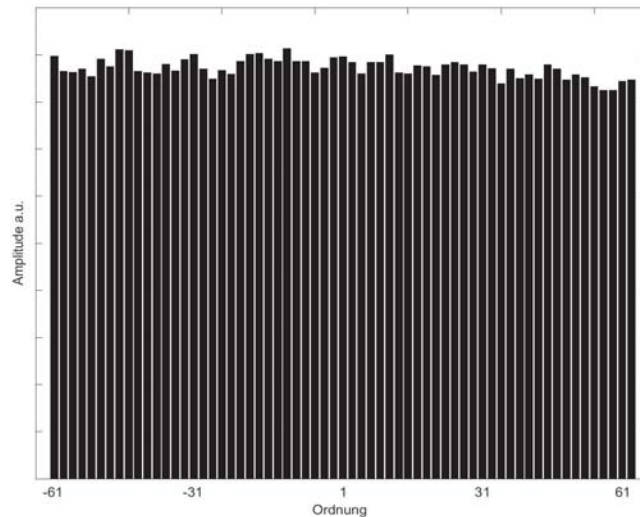


Abb. 4.16: Gemessene Amplituden des eindimensionalen Strahlteilers bei 405nm.

Die Amplitudenhomogenität A_{Fehler} wurde zu $\pm 5\%$, die Gesamteffizienz zu 65 % bestimmt. Die geringe Abweichung zum berechneten Wert der Effizienz (71 %) ist auf die Vernachlässigung der Reflexion in der Simulation zurückzuführen. Abbildung 4.17 zeigt die CCD-Aufnahme von 32 der 64 erzeugten Spots. Da die Lackdicke geringfügig vom berechneten Wert abweicht, ist hier eine schwache 0. Ordnung zu erkennen.

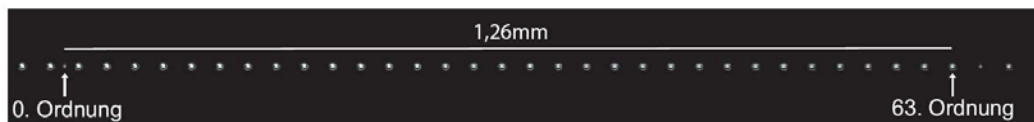


Abb. 4.17: CCD-Aufnahme von 32 der 64 Spots auf 2,52mm fokussiert.

Zweidimensionaler Strahlteiler - 2 x (4 x 4)

Der zweidimensionale Strahlteiler zeigt mit 44% wie erwartet eine geringere Effizienz als der eindimensionale. Allerdings ist die Amplitudenhomogenität mit $\pm 3\%$ niedriger (siehe Abb. 4.18 a). Die CCD-Aufnahme in Abbildung 4.18 b) zeigt, dass ein Großteil der Intensitätsverluste durch die unerwünschten starken Beugungsordnungen zwischen den beiden 4x4-Arrays zu verzeichnen ist. Diese stören ebenfalls die experimentelle Umsetzung der Phasencodierung im holographischen Speichersystem: Die innenliegenden Spots treffen auf die elektrischen ITO-Zuleitungen des FK-Phasenmodulators, erzeugen Streulicht, interferieren beim Schreiben des Hologramms ebenfalls mit dem Signalstrahl und verursachen so

beim Auslesen der gespeicherten Datenseiten Crosstalk (Übersprechen einzelner Datenseiten aufgrund eines nicht orthogonalen Codes). Hinzu kommt, dass diese störende Intensitätsverteilung bei Rekonstruktion des Hologramms nicht vom Referenzstrahl entkoppelt werden kann, da sich der Signalstrahl beim kollinearen Aufbau (vgl. Kap. 5) zwischen den beiden (4x4) Arrays befindet. Eine Methode zum Blocken dieser Ordnungen mithilfe einer Chrommaskierung wird in Kapitel 4.5 vorgestellt.

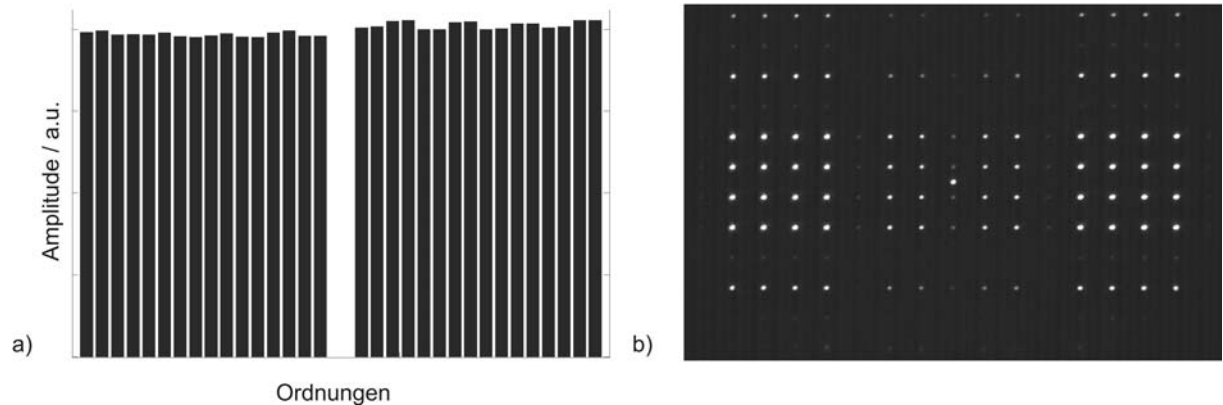


Abb. 4.18: a) Gemessene Amplituden der einzelnen Spots des zweifachen 4x4-Strahlteilers aufgeteilt in zeilenweise linkes und rechtes Array; b) CCD-Aufnahme des Beugungsbildes des zweidimensionalen Strahlteilers $2 \times (4 \times 4)$.

Zweidimensionaler Strahlteiler - 4 Ringe

Zur Charakterisierung des zweidimensionalen Strahlteilers 4 Ringe wurde ein experimenteller Messaufbau mit zwei Fourierebenen verwendet (siehe Abb. 4.19).

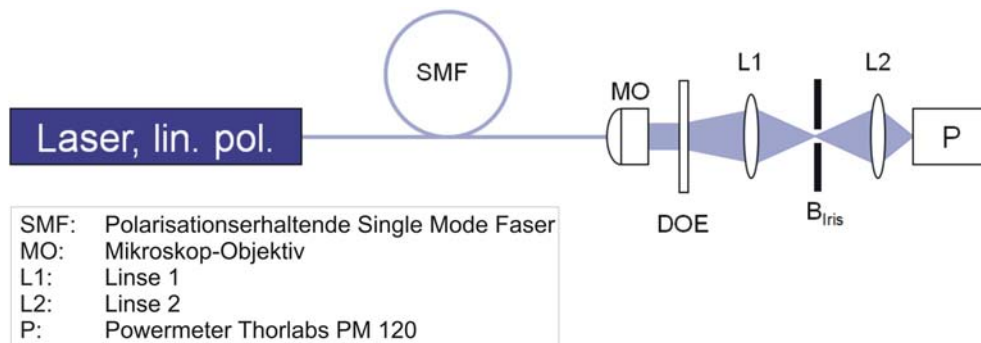


Abb. 4.19: Messaufbau zur Charakterisierung des 4 Ring Strahlteilers.

Die Intensitäten der einzelnen Ringe wurden mit einem Thorlabs Powermeter PM 120 (Silicon Detektor) erfasst. In der 1. Fourierebene von Linse L1 liegen die vier Ringe (bzw. die Beugungsordnungen 4 bis 7) räumlich getrennt vor und können so voneinander über

die Irisblende B_{Iris} separiert werden: Bei der ersten Messung treffen alle 4 Ringe sowie die eingeschlossenen inneren Ordnungen auf den Detektor; die Irisblende blockt bei der zweiten Messung den äußersten Ring (Ring Nr.4). Bei Fortführung dieses Verfahrens können die einzelnen Ringintensitäten über die Differenz der Messdaten berechnet werden. Tabelle 4.1 zeigt die gemessenen Rohdaten und die daraus bestimmten normierten Amplituden der Ringe.

| Beugungsordnungen | Intensität [mW] | Ring Nr. | normierte Amplitude [a.u.] |
|---|-----------------|----------|----------------------------|
| 7. - 0. | 2,04 | 4 | 1 |
| 6. - 0. | 1,55 | 3 | 1 |
| 5. - 0. | 1,06 | 2 | 0,99 |
| 4. - 0. | 0,58 | 1 | 0,964 |
| 3. - 0. | 0,125 | Verluste | 0,505 |
| Gesamtintensität (abzgl. Reflektions - und Absorptionsverluste) | | | 2,7mW |
| Summe der Intensitäten: Ringe 1 bis 4 | | | 1,915mW |

Tab. 4.1: Messdaten zur Charakterisierung des 4 Ring Strahlteilers.

Eine grafische Darstellung der einzelnen Amplituden ist in Abb. 4.20 zu sehen. Der 4 Ring Strahlteiler zeichnet sich durch eine gute Homogenität von $A_{Fehler} = \pm 1,9\%$ aus. Ebenso wie die Amplitudenhomogenität liegt die mit 71 % gemessene Effizienz im Bereich nahe der theoretischen Simulation. Reflektionsverluste an den Glasoberflächen und die Absorption des Fotolacks wurden in diesem Fall durch eine Referenzmessung kompensiert.

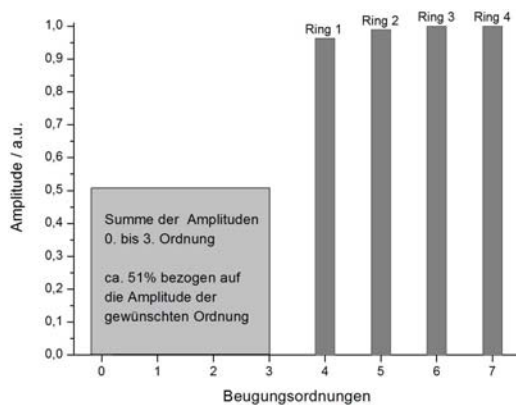


Abb. 4.20: Grafische Auswertung der Amplitudenverteilung des 4 Ring Strahlteilers.

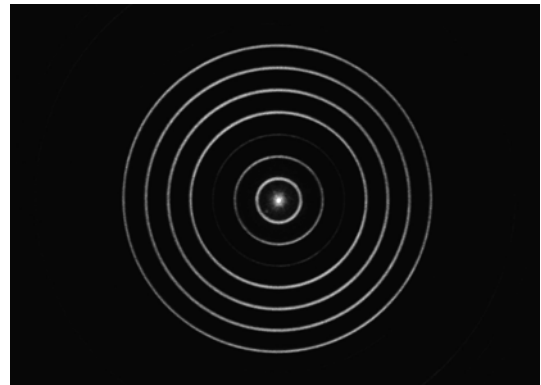


Abb. 4.21: CCD-Aufnahme der resultierenden 4 Ring - Referenzen: Erzeugung der Bildebene durch eine binäre Chrommaske (in Transmission) mit starker 0. Ordnung.

Die in Abbildung 4.21 erfasste CCD-Aufnahme der 4 Ring-Verteilung wurde mit einer Chrommaster-Maske (Amplituden-DOE) erzeugt, womit sich die starke 0. Beugungsordnung erklären lässt, die nur im Fall eines Phasen-DOE mit korrekter Profilhöhe unterdrückt

werden kann. Beim experimentellen Umgang mit der hier vorliegenden rotationssymmetrischen Phasenstruktur ist eine exakt zentrierte Ausrichtung der Strukturmitte zum transmittierenden Strahl essentiell. Das Ring-DOE reagiert im Vergleich zu den anderen hergestellten DOE sehr empfindlich auf eine Dejustage. Eine kleine Verschiebung des DOE zum Strahl bewirkt bereits eine auffällige Störung des Beugungsmusters.

4.4 Mehrstufige DOE

Eine Möglichkeit die Homogenität und vor allem die Effizienz eines DOEs zu steigern, ist die Verwendung von kontinuierlichen oder mehrstufigen Phasenstrukturen. Da die Umsetzung eines kontinuierlichen Phasen-DOEs sehr komplex und mit den vorhandenen physikalischen Instrumenten nicht zu realisieren war, wurde sich verstärkt auf die Berechnung und Herstellung mehrstufiger Strukturen konzentriert, über die in gewissem Maße kontinuierliche Verläufe approximiert werden können. Der *Simulated Annealing* Algorithmus konnte auch in den folgenden Berechnungen zur Optimierung der Strukturen eingesetzt werden. Frühere experimentelle Versuche zeigten hier zunächst keinen befriedigenden Resultate [37]. Mit zusätzlichen Herstellungstechniken und einer Anpassung der Laserlithographie-Anlage konnte in der vorliegenden Arbeit erfolgreich ein hocheffizientes 4-stufiges diffraktives optisches Element zur homogenen Aufteilung in vier Strahlen hergestellt werden.

4.4.1 Ergebnisse der mathematischen Simulation

Die Berechnung eines mehrstufigen DOEs konnte in den vorhandenen *Simulated Annealing* Algorithmus implementiert werden. Als zusätzliche Simulationsparameter wurden hier zu jedem Sprungpunkt die Information der darauf folgende Phase mitberücksichtigt. Es wurde ein eindimensionales 4- und 8-stufiges DOE zur Strahlteilung berechnet. Die Amplitudenverteilung entsprach der horizontalen Spotanordnung des $2 \times (4 \times 4)$ DOEs. Das Ergebnis der Amplitudenverteilung im 8-stufigen Phasenprofil zeigt Abbildung 4.22 a). Im Vergleich mit 4.11 b) sind hier die unerwünschten Beugungsordnung weitaus besser unterdrückt. Für 4 und 8 Phasenstufen ergibt sich jeweils eine Gesamteffizienz von 79 % bzw. 84% bei nahezu perfekter Amplitudenhomogenität ($< 1\%$). Das in 4.22 b) dargestellte 8-stufige Phasenprofil ist aufgrund seiner minimalen Strukturgröße und starken Phasensprüngen nicht realisierbar. Zudem wurde ein 4-stufiger 1 zu 4 Strahlteiler berechnet. Das Ergebnis der Amplitudenverteilung und das Phasenprofil sind in Abb. 4.23 a) und b) grafisch dargestellt. Die Effizienz liegt bei 85%, die Homogenität bei $A_{Fehler} = \pm 0,6\%$. Die Phasenstruktur ist im Vergleich zum 8-stufigen Phasenverlauf deutlich einfacher und konnte nach einigen Modifikationen im Schreibprozess experimentell realisiert werden. Die notwendigen Anpassungen des Herstellungsprozesses werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Gegenüber binären diffraktiven Elementen zeigen alle berechneten mehrstufigen Phasenmuster eine deutliche Verbesserungen in Bezug auf Amplitudenhomogenität und Gesamteffizienz.

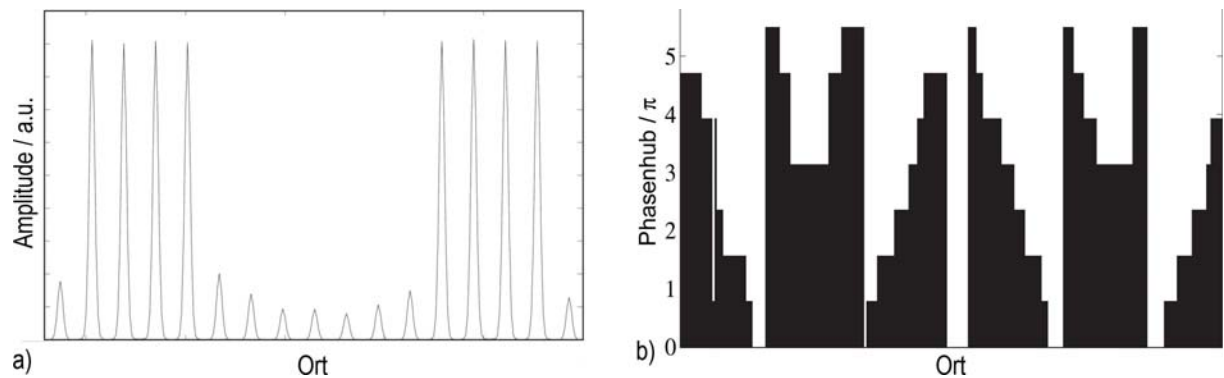


Abb. 4.22: a) Amplitudenverteilung der horizontalen Struktur des DOE mit acht Phasenebenen; b) dazugehörige Phasenfunktion einer Strukturperiode.

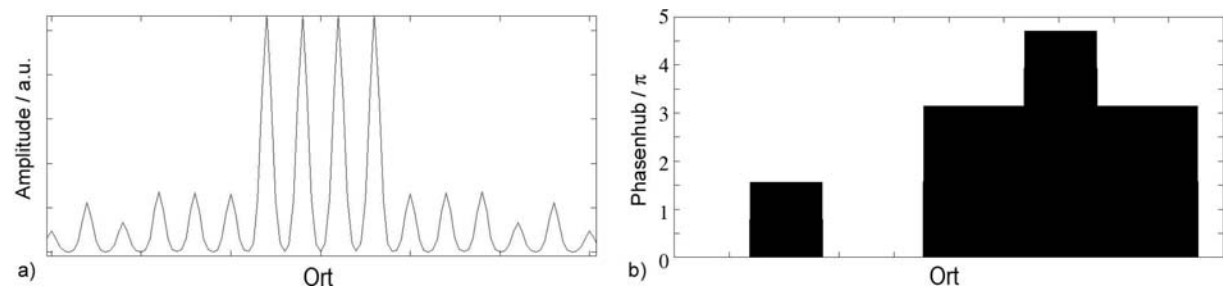


Abb. 4.23: a) Amplitudenverteilung des 1 zu 4 Strahlteilers mit vier Phasenebenen, b) dazugehörige Phasenfunktion einer Strukturperiode mit vier Phasenebenen.

4.4.2 Herstellungsverfahren

Es ist prinzipiell möglich den Fotolack durch eine intensitätsabhängige Belichtung mit dem Schreiblaser und dem sich anschließenden Entwicklungsprozess lokal unterschiedlich stark abzulösen. Je höher die Intensität ist, desto stärker ist die Ablösung des Fotolacks. Um die Laserlithographie-Anlage und die Fotolack-Glassubstrate auf die Herstellung von mehrstufigen Phasen-DOEs vorzubereiten, wurden folgende Modifikationen im Standard-Herstellungsprozess sowie verschiedene Kalibrationsmessungen vorgenommen:

- Vorbelichtung über den Mask-Aligner und Auswahl des Fotolacks
- Anpassung der Laserleistung: Optisch dichter Graufilter (2,3 \rightarrow 3,0)
- Kalibration: Höhe des abgelösten Fotolacks in Abhängigkeit der Laserleistung und der eingestellten Linienbreite

Alle oben genannten Änderungen wurden auf den vektoriellen Schreibmodus zur Realisierung eindimensionaler Strahlteiler abgestimmt.

Vorbelichtung über den Mask-Aligner und Auswahl des Fotolacks

In Zusammenarbeit mit Dr. Shanti Bhattacharya wurde ein vorbereitendes Experiment für die Herstellung mehrstufiger Phasenprofile durchgeführt: eine Serie von Glassubstraten wurde hierfür mit dem Fotolack S1811 beschichtet. Die Schichtdicke betrug ca. $1,1\ \mu\text{m}$. Über eine zeitgesteuerte Belichtung der Substrate mit der Halogenlampe des Mask-Aligners wurde die Abhängigkeit der resultierenden Lackhöhe nach dem Entwicklungsprozess von der Belichtungszeit bestimmt. Die Messdaten sind in Abb. 4.24 graphisch dargestellt.

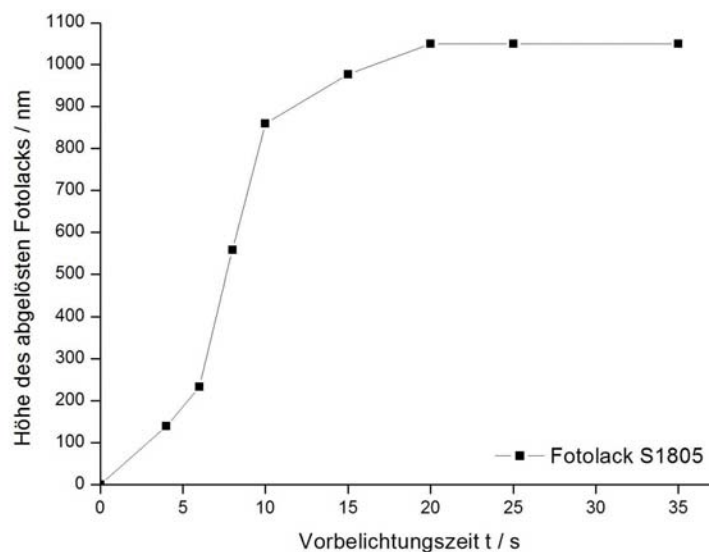


Abb. 4.24: Höhe des abgelösten Fotolacks in Abhängigkeit der Belichtungszeit.

Hierbei ist auffällig, dass die Lackhöhe erst nach einer Vorbelichtungszeit von ca. 5 Sekunden in eine nahezu lineare Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit übergeht. Eine längere Belichtungszeit resultiert in einer Sättigung der Messkurve und einer vollständigen Ablösung des aufgetragenen Fotolacks. Für die Herstellung mehrstufiger oder approximiert kontinuierlicher Strukturen ist das lineare Verhalten des Fotolacks von Vorteil, da hiermit eine bessere Kontrolle über das entstehende Phasenprofil einhergeht. Die Fotolackschicht aller in dieser Arbeit fabrizierten mehrstufigen DOE wurden daher über eine Vorbelichtung von ca. 5 Sekunden *aktiviert*. Das Phasenprofil wurde dann in einem zweiten Belichtungsschritt laserlithographisch aufgeprägt. Über verschiedene Laserleistungen kann der Abtrag des Fotolacks gesteuert werden. Bei der finalen nasschemischen Entwicklung des DOEs löst sich ebenso der vorbelichtete Teil des Fotolacks über die ganze Fläche ab. Diese Lackhöhe ist für das Phasenprofil verloren gegangen. Im Falle einer Vorbelichtung von 5 Sekunden entspricht das nach den Messdaten in Abb. 4.24 ca. 200nm. Durch eine genügend hohe Anfangsschichtdicke wird dieser Höhenverlust kompensiert. Der Fotolack S1811 liefert bei einer Umdre-

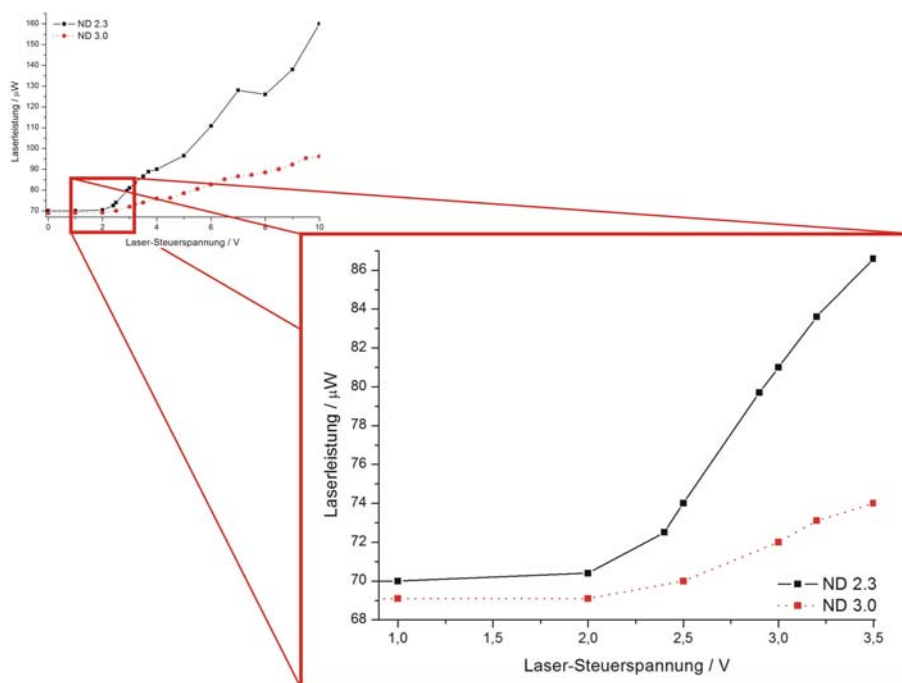


Abb. 4.25: Abhängigkeit der Laserleistung von der angelegten Steuerspannung bei zwei Graufiltern (Optische Dichte 2,3 und 3).

lungsgeschwindigkeit von 2000 Umdrehungen/Minute die Schichtdicke von $\sim 1,1\mu\text{m}$, welche für ein mehrstufiges Phasenprofil nach Abzug des *Höhenverlustes* durch die Vorbelichtung vollkommen ausreichend ist. Für ein vierstufiges Höhenprofil ($0, \frac{1}{2}\pi, \pi, \frac{3}{2}\pi$) benötigt man nach Gleichung 4.8 eine minimale Dicke von $d_{\text{Lack}} = 429\text{nm}$ für $\frac{3}{2}\pi$ bei einer Wellenlänge von 405nm nach Vorbehandlung des Lacks. Zur Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist es äußerst wichtig, die Entwicklungsparameter möglichst gleich zu belassen. Temperaturschwankungen der Entwicklerflüssigkeit wurden nicht kompensiert, aber die Zeitdauer des nasschemischen Entwicklungsschrittes wurde bei allen behandelten Substraten auf 30 Sekunden festgelegt.

Anpassung der Laserleistung

Über unterschiedliche Graufilter im Strahlengang des Schreiblasers kann der Leistungsbe-
reich der Lithographie-Anlage angepasst werden. Über eine analoge Steuerspannung (0 - 10 Volt) wird die Laserintensität in diesem Bereich genauer variiert. Abbildung 4.25 zeigt den Zusammenhang zwischen Regelspannung und gemessener Laserintensität für Graufilter der optischen Dichte 2,3 und 3,0. Bis zu einer Spannung von 2 Volt befindet sich die Laserdiode im Bereich der spontanen Emission. Erst bei größerer Spannung ist ein Leistungszuwachs zu verzeichnen. Bei Einsatz des Graufilters mit der optischen Dichte von 3,0 ist deutlich eine geringere Steigung der Messkurve zu erkennen. Damit kann die Belichtungsintensität beim Schreibvorgang genauer dosiert und somit feinere Abstufungen im Phasenprofil reali-

siert werden. Erste Experimente mit Filter ND 3,0 hatten gezeigt, dass der Fotolack bereits bei einer Steuerspannung von 3 Volt durchbelichtet ist und somit vollständig vom Substrat abgelöst wird. Kalibrationsmessungen zur Feineinstellung wurden daher im Bereich von 2 Volt bis 2,6 Volt vorgenommen.

Kalibration

Für die Kalibration der Fotolackhöhe in Abhängigkeit der Laserleistung (bzw. Laserregulierungsspannung) müssen zusätzlich folgende Parameter mit berücksichtigt werden:

1. Eingestellter Linienabstand (*Filling*)
2. Numerische Apertur des verwendeten Mikroskopobjektives

1. Linienabstand

Eine Fläche gleichen Phasenhubs wird im Vektormodus mit mehreren nebeneinander geschriebenen Linien mit identischem Abstand ausgefüllt. Da das Strahlprofil des verwendeten Lasers der Lithographie-Anlage gaussförmig ist, spielt der Abstand der Linien eine entscheidende Rolle für die Homogenität des Profils und die Profilhöhe selbst. Ist der Abstand der Linien zu groß gewählt, kommt es aufgrund einer lokal inhomogenen Belichtungs-dosis zu starker Sub-Strukturbildung in dem Phasenprofil. Bei zu kleinem Abstand dauert der Schreibprozess durch die hohe Vektorenzahl deutlich länger und es kann ggf. zu einer Überbelichtung des umgebenden Fotolacks und somit zu einer Strukturverbreiterung kommen. In Abb. 4.26 sind die Messergebnisse zweier Höhenprofile von $\sim 10\mu\text{m}$ breiten Grabenstrukturen graphisch dargestellt.

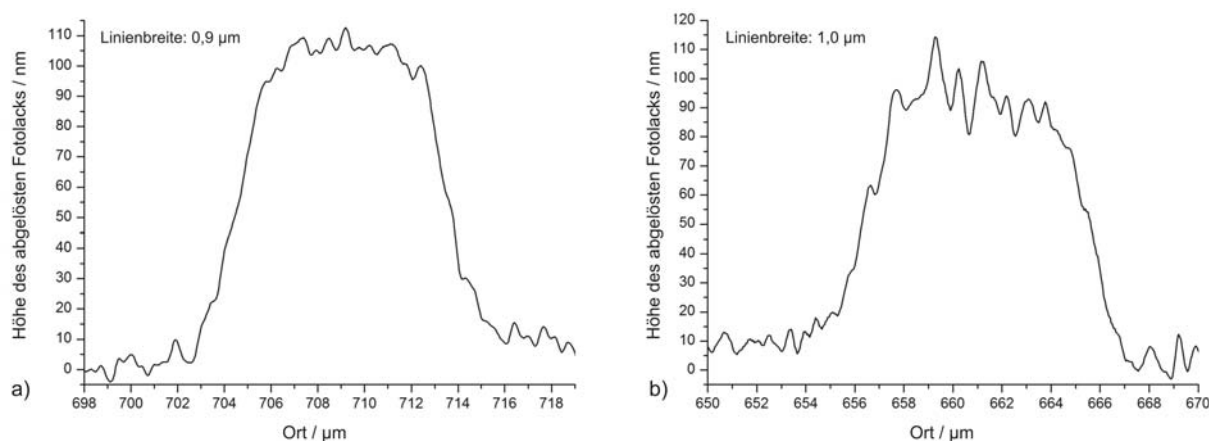


Abb. 4.26: Linienscan mit einem Rasterkraft-Mikroskop von vorbelichteten $10\mu\text{m}$ breiten Strukturen: a) mit $0,9\mu\text{m}$ Linienbreite und b) mit $1,0\mu\text{m}$ geschrieben. Der größere Linienabstand führt zu stärkeren Höhenschwankungen des Fotolackprofils.

Die Strukturen wurden mit verschiedenen Linienabständen ($NA_{\text{Mikroskop}} = 0,65$: $0,9\mu\text{m}$ und $1,0\mu\text{m}$) geschrieben und mit dem Rasterkraft-Mikroskop (AFM - Atomic Force Microscope) des Instituts für Angewandte Physik Darmstadt untersucht. Die Sub-Strukturen sind in Abb. 4.26 b) deutlich stärker vorhanden als in Abb. 4.26 a). Bei einem weiteren Experiment zur genaueren Charakterisierung der Vorbelichtung wurden zwei Fotolackssubstrate mit dem AFM vermessen. Das erste Substrat wurde ohne Vorbelichtung direkt mit der Lithographie-Anlage beschrieben, das zweite erst nach einer Vorbelichtungszeit von 5 Sekunden. Die Laserexposition war in beiden Fällen identisch. Die Ergebnisse des jeweiligen Linienscans der AFM-Messung sind in Abbildung 4.27 gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt deutlich, dass in 4.27 a) durch die fehlende Vorbelichtung stärkere Variationen in dem Phasenprofil auftreten. Diese Inhomogenitäten führen bei einer Verwendung als DOE zu unerwünschten Beugungseffekten und sollten daher vermieden, bzw. so gering wie möglich gehalten werden.

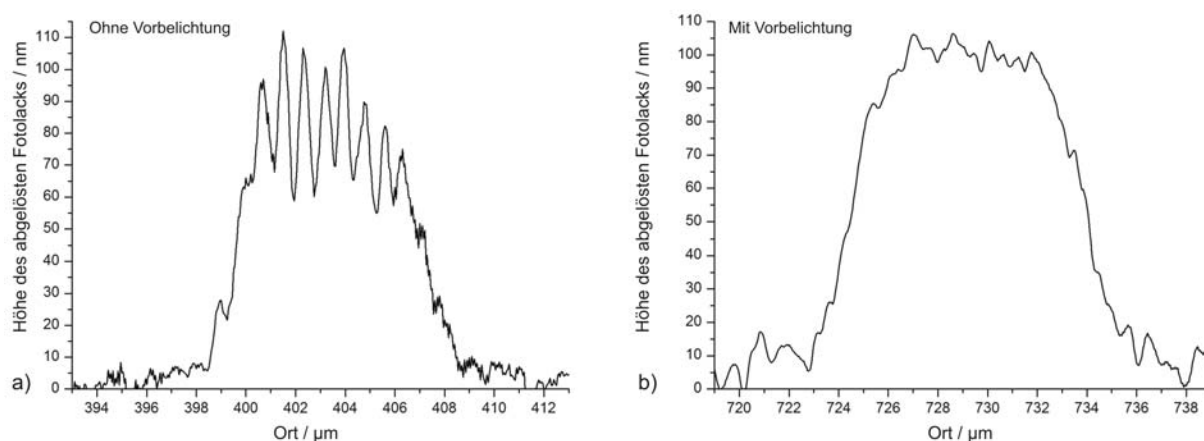


Abb. 4.27: Rasterkraft-Mikroskop Messung: Linienscanaufnahmen von Teststrukturen ($10\mu\text{m}$ breiter Graben) a) ohne und b) mit Vorbelichtung.

Alle oben genannten Teststrukturen wurden mit einem Mikroskopobjektiv mit einer NA von $0,65$ fabriziert. Die optimale Linienbreite wurde experimentell zu $0,9\mu\text{m}$ bestimmt.

2. Numerische Apertur des verwendeten Mikroskopobjektives

Für ein anderes Mikroskopobjektiv mit einer höheren NA von $0,85$ wurde ein ähnliches Verfahren eingesetzt. Über eine spezielle Grabenteststruktur wurde die optimale Linienbreite und die spannungsabhängige Ablösung des Fotolacks mit einer AFM-Linienscan Aufnahme erfasst. Das Strukturdesign zur Übertragung in den Fotolack ist in Abb. 4.28 skizziert. Man erkennt hier 6 Gruppen a 10 Streifen, welche grau abgestuft sind (die Graustufen entsprechen verschiedenen Belichtungsstärken). Die Streifen sind $10\mu\text{m}$ breit und werden unterschiedlich stark belichtet. Die analoge Spannung zur Regelung der Laserleistung wird hierbei von $2,1$ bis $2,55$ Volt schrittweise um $0,05$ Volt erhöht. Jede der sechs Gruppen (a 10 Streifen) wurde mit einer anderen Linienbreite versehen. Die Werte sind der Skizze zu

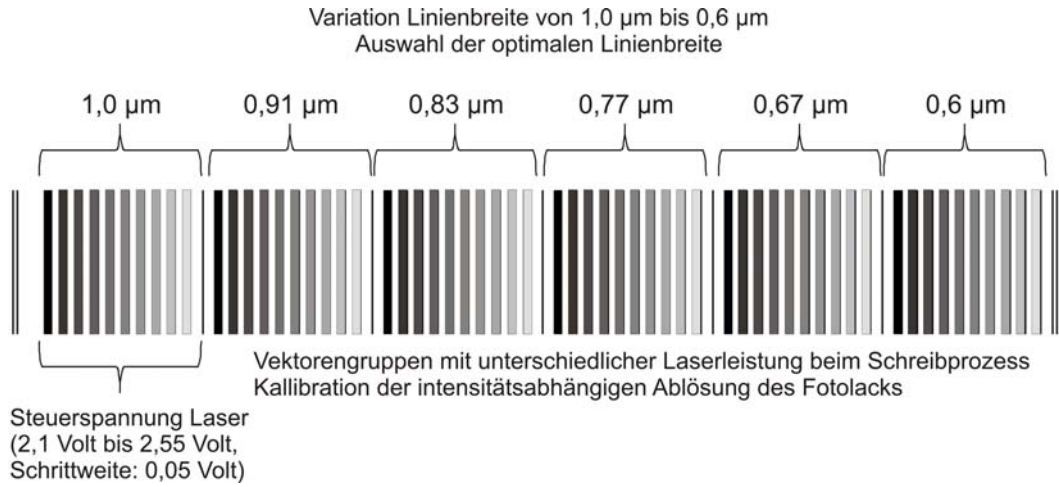


Abb. 4.28: Kalibrationsmuster zur Bestimmung der optimalen Linienbreite und der spannungsabhängigen Ablösung des Fotolacks.

entnehmen. Die einzelnen dünnen Linien dienen der Abgrenzung der sechs Strukturen zur besseren Zuordnung im AFM-Linienscan und wurden mit einer Laser-Steuerspannung von 6 Volt geschrieben (siehe Peaks in Abb. 4.29). Die Messdaten des AFM-Linienscans sind in Abb. 4.29 dargestellt. Die notwendigen Kalibrationsdaten können anhand des Höhenprofils ausgewertet werden. Abbildung 4.30 zeigt die spannungsabhängige Ablösung des Fotolacks bei einer Linienbreite von 0,6 μm und einem Mikroskopobjektiv mit $\text{NA} = 0,85$. Mit dem polynomialen Fit

$$d_{0,85} = 12924,3 - 12442,9 \cdot U_{\text{Laser}} + 3028,6 \cdot U_{\text{Laser}}^2 \quad (4.11)$$

lässt sich im Bereich von 2,1 bis 2,55 Volt die zu erwartende Lackablösung $d_{0,85}$ bestimmen und somit ein mehrstufiges Phasenprofil erzeugen. U_{Laser} ist die angelegte Steuerspannung zur Regelung der Laserintensität.

Die Kalibrierungskurve des Mikroskopobjektives mit $\text{NA}=0,65$ ist zum Vergleich in Abbildung 4.31 zu finden. Die Laser-Steuerspannung wurde hierbei in einem Bereich von 2,025 Volt bis 2,75 Volt bei einer Schrittweite von 0,025 Volt erhöht. Der polynomiale Fit ergab folgende Gleichung zur Bestimmung der abgelösten Lackhöhe in Abhängigkeit der Steuerspannung für eine Linienbreite von 0,9 μm :

$$d_{0,65} = -72496 + 137860 \cdot U_{\text{Laser}} - 97020 \cdot U_{\text{Laser}}^2 + 29912,7 \cdot U_{\text{Laser}}^3 - 3398,19 \cdot U_{\text{Laser}}^4 \quad (4.12)$$

Die stärkere Fokussierung des Schreiblasers bei höherer NA führt zu einer größeren Leistungsdichte und damit zu einer stärkeren Belichtung des Fotolacks. Der Abtrag des Lacks ist so im Vergleich zu einem Mikroskopobjektiv der $\text{NA}=0,65$ bei gleicher Steuerspannung

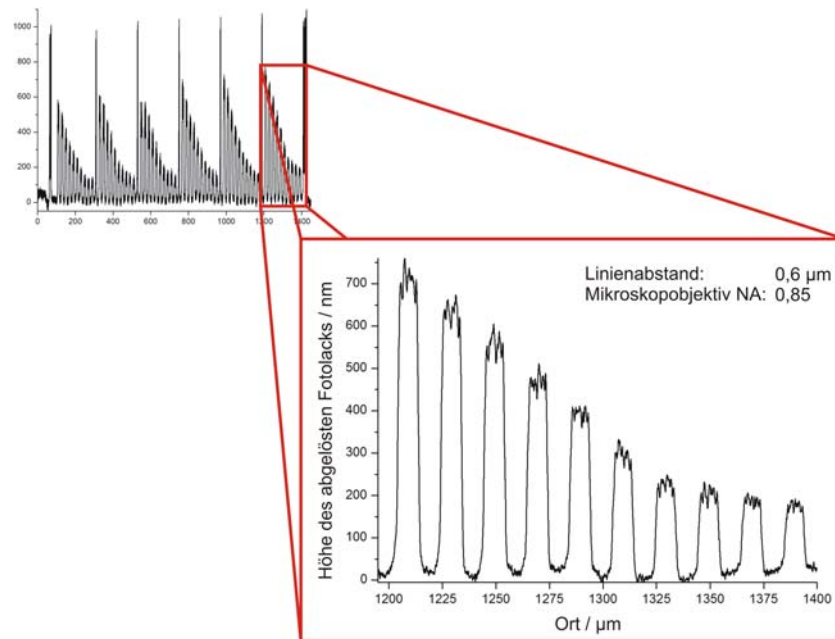


Abb. 4.29: AFM Linienscan der geschriebenen Grabenteststruktur.

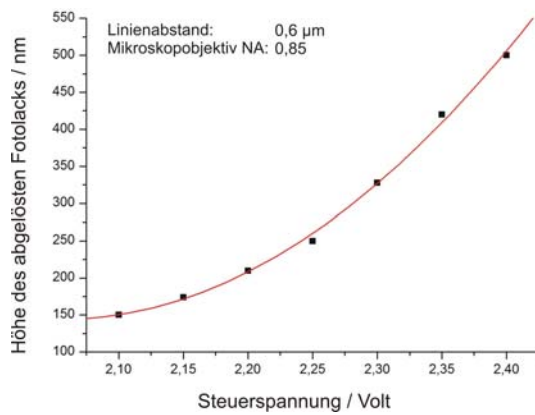


Abb. 4.30: Kalibrationskurve Mikroskopobjektiv NA=0,85 zur spannungsabhängigen Fotolackablösung.

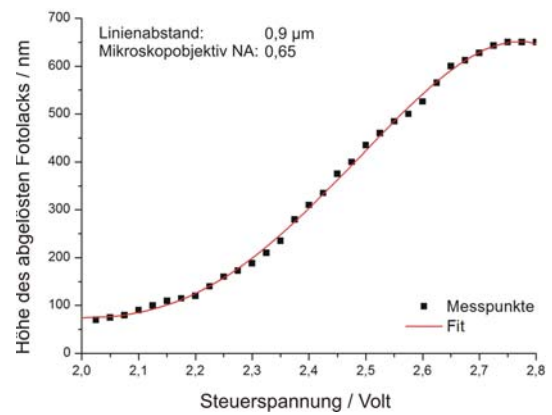


Abb. 4.31: Kalibrationskurve Mikroskopobjektiv NA=0,65 zur spannungsabhängigen Fotolackablösung.

höher. Die Auswirkungen auf das Kantenprofil beim Übergang von Phasenhub 0 zu Phasenhub π bei unterschiedlichen Mikroskopobjektiven wird direkt anhand der realisierten 1 zu 4 Strahlteiler diskutiert (4.4.3). In Tabelle 4.2 sind entsprechend Gleichung 4.11 und 4.12 die Steuerspannungen zur Realisierung der vier Phasenstufen $0, \frac{1}{2}\pi, \pi$ und $\frac{3}{2}\pi$ sowie die damit verbundene Fotolackschichtablösung zusammengetragen. Abbildung 4.32 skizziert ein vierstufiges Phasenprofil.

| Phasenhub $[\pi]$ | Fotolackablösung [nm] | Spannung $NA_{0,65}$ [V] | Spannung $NA_{0,85}$ [V] |
|-------------------|-----------------------|--------------------------|--------------------------|
| 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0,5 | 143 | 2,227 | 2,05 |
| 1 | 286 | 2,385 | 2,27 |
| 1,5 | 429 | 2,503 | 2,36 |

Tab. 4.2: Übersicht: Steuerspannungen zur Realisierung vierstufiger Phasenprofile

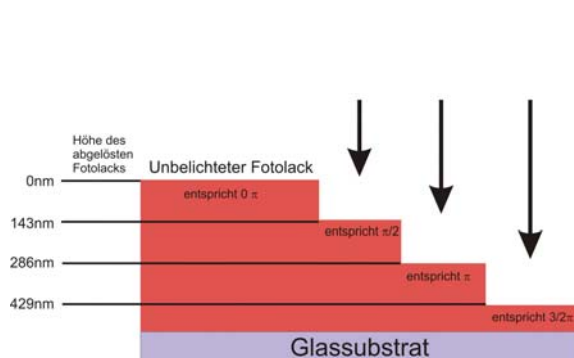


Abb. 4.32: Skizze eines vierstufigen Phasenprofils für eine Wellenlänge von $\lambda=405\text{nm}$ (Fotolack S1811).

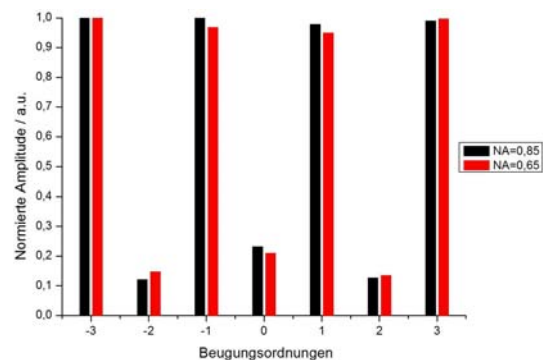


Abb. 4.33: Amplituden der Beugungsordnungen: a) DOE geschrieben mit $NA = 0,65$ und b) DOE geschrieben mit $NA = 0,85$.

4.4.3 Experimentelle Resultate

Anhand der oben durchgeführten Kalibrierung und Modifikationen konnten zwei hocheffiziente und homogene 1 zu 4 Strahlteiler mit vier Phasenstufen und einer Gitterperiode von $150\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt werden (Mikroskopobjektiv der Lithographieanlage: $NA=0,65$ und $NA=0,85$). Ein geblaztes Gitter mit nahezu kontinuierlichem Phasenprofil wurde ebenfalls realisiert.

1 zu 4 Strahlteiler mit vier Phasenstufen

Die Effizienz und die Homogenität der fabrizierten diffraktiven Strahlteiler wurde wie zuvor mit einem Thorlabs Powermeter PM 120 (Silicon Detektor) bestimmt. Die Ergebnisse hierzu sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

| NA | Gesamteffizienz [%] | Amplitudenhomogenität [%] |
|------|---------------------|---------------------------|
| 0,65 | 83,5 | $\pm 2,55$ |
| 0,85 | 85,1 | $\pm 1,1$ |

Tab. 4.3: Effizienz und Homogenität der vierstufigen Strahlteiler im Vergleich.

Die Auswertungen der einzelnen Ordnungen der beiden DOE sind in Abb. 4.33 graphisch dargestellt. Hier wird deutlich, durch welche Ordnungen die Amplitudenunterschiede hervorgerufen werden: die unterdrückten Zwischenordnungen werden unterschiedlich stark unterdrückt. Die Untersuchung mit dem Rasterkraftmikroskop ermöglicht es, den Grund für die Effizienz- und Homogenitätsunterschiede der beiden DOE festzustellen. Abbildung 4.34 zeigt die Linienscans der beiden Profile. Zusätzlich wurde in die Messkurven der berechnete Profilverlauf hinzugefügt. Man sieht in beiden Fällen eine gute Übereinstimmung der geschriebenen und simulierten Struktur. Das experimentell bestimmte Phasenprofil in Abb. 4.34 b) zeichnet sich durch geringere Abweichungen vom berechneten Höhenprofil aus.

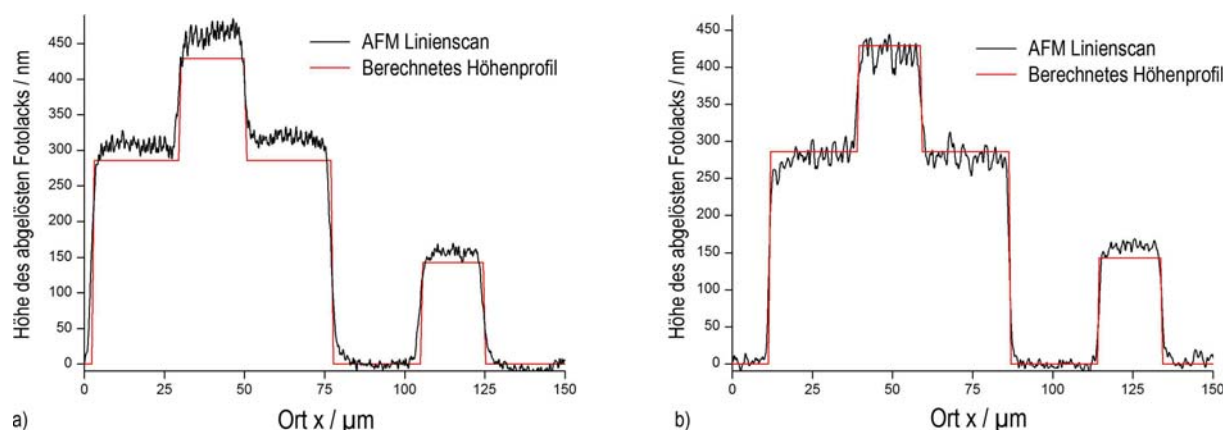


Abb. 4.34: AFM-Linienscans der beiden hergestellten Phasenprofile: a) DOE mit $NA = 0,65$ und b) $NA = 0,85$.

Die Detailvergrößerung in Abb. 4.35 zeigt die Profilflanken bei dem Phasenhubübergang von 0 zu π für beide Strukturen. Zum Vergleich ist erneut die berechnete Flanke mit eingezeichnet. Der Übergang der mit $NA = 0,85$ hergestellten Struktur ist etwas steiler als der Übergang mit $NA = 0,65$, welcher zudem verbreitert ist. Wie schon in den Simulationen zu herstellungsbedingten Fehlern der binären DOE besprochen, zeigt auch bei mehrstufigen Strukturen eine verbreiterte Kante des Phasenhubübergangs eine Reduzierung der Homogenität, im Experiment von $\pm 1,1$ auf $\pm 2,55$ Prozent. Ebenso nimmt im Vergleich die Gesamteffizienz um 1,6 Prozent leicht ab. Hauptgrund für die Unterschiede ist jedoch die Abweichung vom Höhenprofil, ausgelöst durch eine geringfügige Überbelichtung mit dem Lithographie-Laser ($NA = 0,65$).

Gebraztes Gitter

Zur Überprüfung der Herstellbarkeit approximiert kontinuierlicher Phasenstrukturen wurde ein gebraztes Gitter verwirklicht. Vektoren mit einer Linienbreite von $0,9\mu\text{m}$ wurden hierzu in feiner Abstufung der Lasersteuerspannung (von 2,1 Volt bis 2,75 Volt mit einer Schrittweite von 0,025 Volt) nebeneinander in den vorbelichteten Fotolack geschrieben.

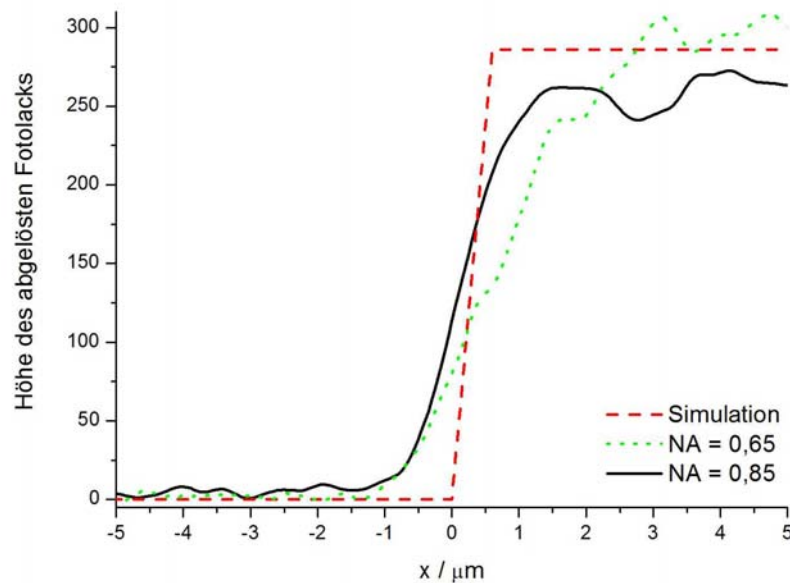


Abb. 4.35: Detailvergrößerung der Profil-Flanke: geringere Verbreiterung des Phasenhubüberganges bei $NA=0,85$.

Eine Rasterelektronenmikroskop (REM) - Aufnahme zeigt die Struktur in Abb. 4.36. Die Effizienz der 1. Ordnung lag bei 71 Prozent. Die vergleichsweise niedrige 0. Ordnung sowie -1. Ordnung mit 0,1 Prozent bzw. 3,7 Prozent weisen auf einen erfolgreichen Schreibvorgang hin. Nur die maximale Profilhöhe müsste für eine optimale optische Antwort des DOE größer sein: per REM-Aufnahme wurde eine Höhe von ca. 455nm bestimmt. Laut Gleichung 4.8 sollte diese bei 572nm liegen.

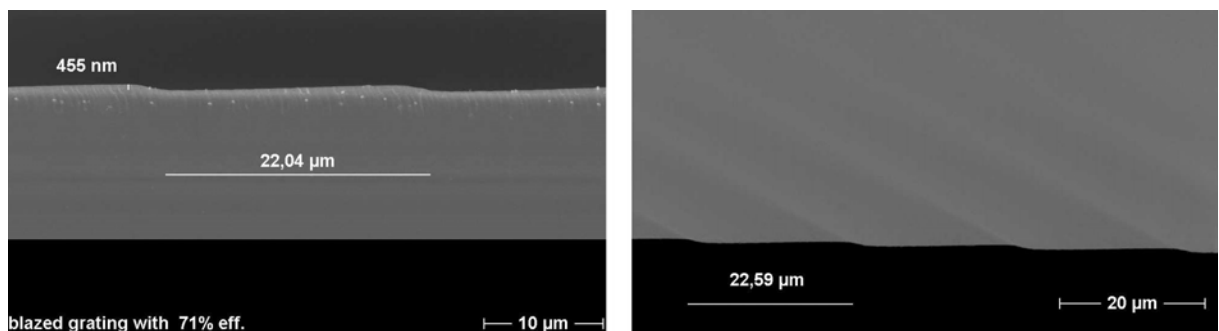


Abb. 4.36: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines geblazten Gitters; gemessene Effizienz von 71 Prozent in der 1. Beugungsordnung.

4.5 Unterdrückung unerwünschter Beugungsordnungen

Bei der Beleuchtung der diffraktiven Strahlteiler werden neben den gewünschten Ordnungen auch unerwünschte Spots unterschiedlicher Intensität erzeugt, welche durch die Phasenstruktur des DOEs nicht vollständig unterdrückt werden konnten. In Abschnitt 4.4.3 wurde bereits auf die Problematik dieser Ordnungen hingewiesen, die einerseits die Phasencodierung stören sowie die Trennung des Referenzstrahls vom rekonstruierten Signalstrahl bei kollinearem Speicheraufbau erschweren (siehe Kapitel 6). Eine zusätzliche Prozessierung des FK-Phasenmodulators ermöglichte es, alle unerwünschten Ordnungen mithilfe einer äußeren Chrombeschichtung zu eliminieren.

4.5.1 Chrom-Maskierung des FK-Phasenmodulators

Zur Implementierung der Chrommaskierung waren weitere Herstellungsschritte notwendig. Eine Übersicht der zusätzlichen Prozessierung ist in Abbildung 4.37 schematisch dargestellt.

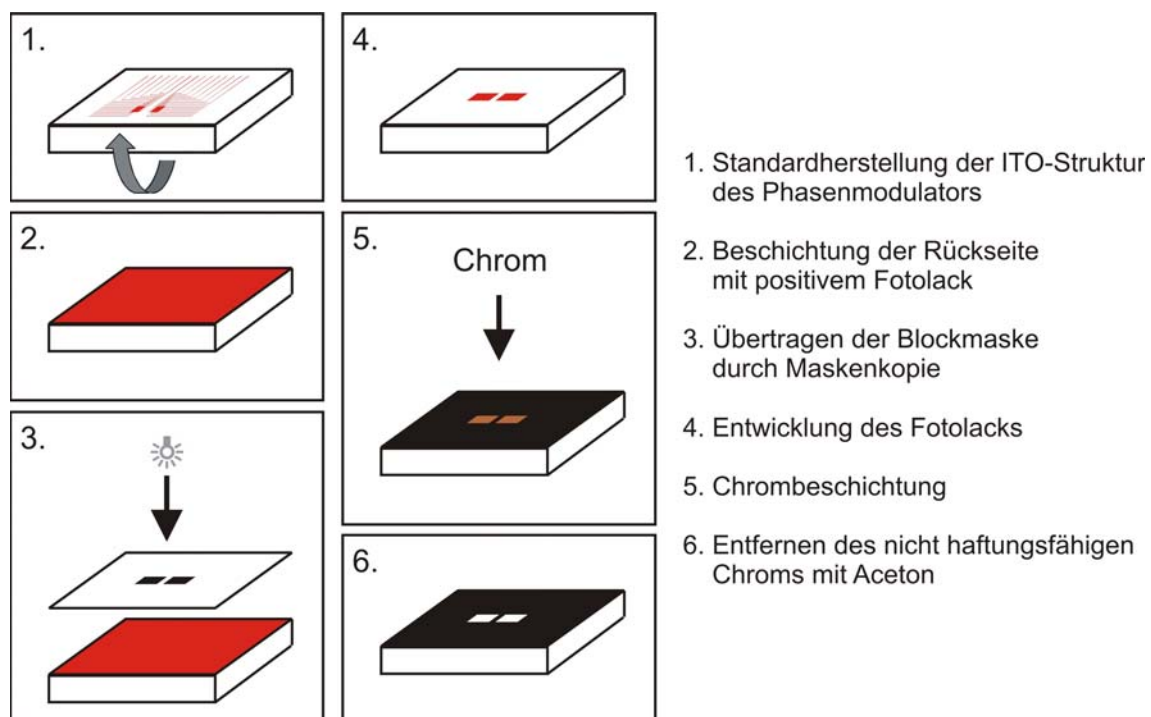


Abb. 4.37: Herstellungsverfahren zur Realisierung eines Chrom-maskierten FK-Phasenmodulators zur Unterdrückung unerwünschter Beugungsordnungen.

1. Die ITO beschichteten Glassubstrate werden zunächst standardmäßig strukturiert. Hierbei verbleibt der schützende Fotolack auch nach dem nasschemischen Ätzen des ITO auf dem Substrat. Bei der in Schritt 3 folgenden Justage ist der strukturierte Fotolack besser zu erkennen als die transparente ITO-Schicht.
2. Die Rückseite des strukturierten ITO-Substrates wird mit Fotolack beschichtet.
3. Über eine zuvor angefertigte Chrom-Maske wird die blockende Struktur per Maskenkopie auf den Fotolack übertragen. Hierbei ist eine exakte Ausrichtung des Substrats zur Chrommaske notwendig. Ein fehlerhafte Justage im μm -Bereich führt zur Blockierung der gewünschten Referenzstrahlen.
4. Der Fotolack wird entwickelt und anschließend
5. mit Chrom beschichtet.
6. In dem sogenannten *Lift-Off*-Verfahren wird der Anteil des Chroms vom Substrat abgelöst, welcher durch die Fotolackschutzschicht nicht in direktem Kontakt zur Glasoberfläche war. Dies wird über eine Reinigung des Substrates mit Aceton erreicht. Die Beschichtungsstruktur des fertigen Elements ist in Abb. 4.38 a) im Querschnitt zu sehen.

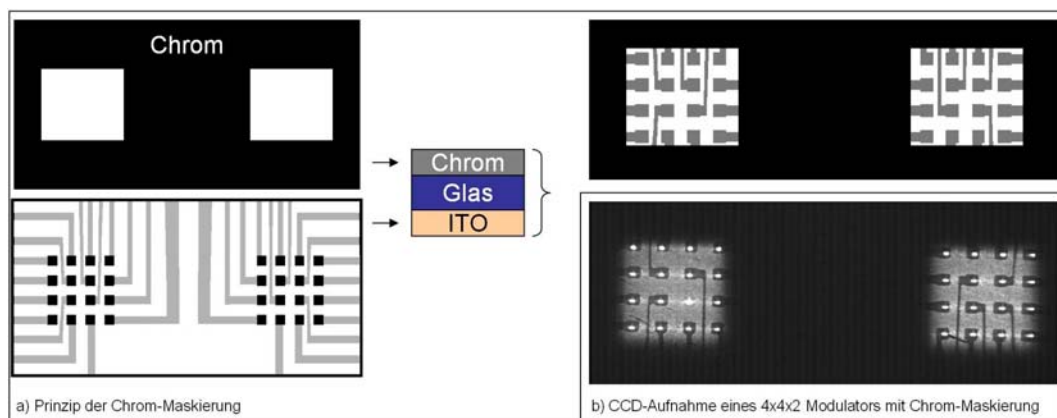


Abb. 4.38: a) Beschichtungsstruktur eines Chrom-maskierten Phasenmodulators; b) CCD-Aufnahme eines beleuchteten Phasenmodulators mit Chrommaskierung: 31 Pixel sind hierbei eingeschaltet, 1 Pixel ist defekt (linkes 4x4 Array) und weist eine fehlende Kontaktierung auf.

Die lokale Chromverspiegelung zur Unterdrückung unerwünschter Ordnungen des DOEs konnte bei allen zweidimensionalen Phasenmodulatoren erfolgreich umgesetzt werden, wie die CCD-Aufnahmen nach Transmission des Modulators in den Abb. 4.38 und 4.39 zeigen. Die hergestellten FK - Phasenmodulatoren sind hierbei ohne und mit Chromverspiegelung im Vergleich dargestellt. Alle unerwünschten Ordnungen wurden vollständig blockiert und stellen daher keine Störung für das optische System mehr da.

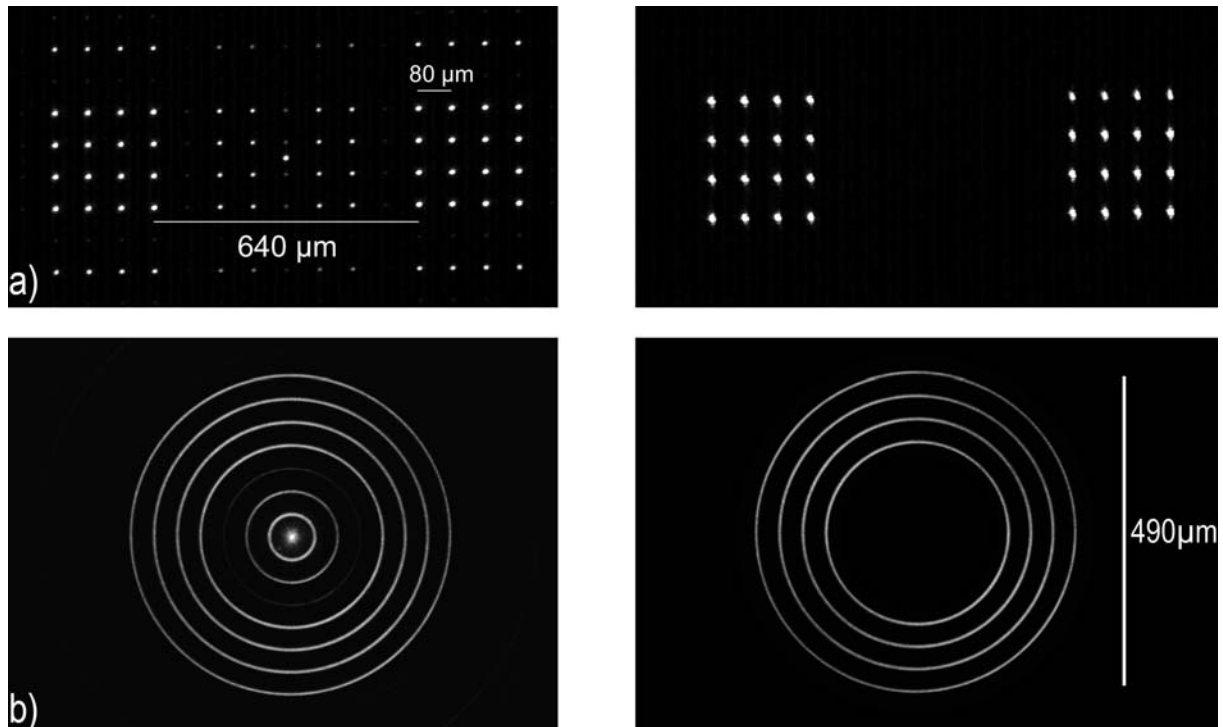


Abb. 4.39: CCD-Aufnahme der Bildebene nach Transmission eines a) 2x4x4 FK-Phasenmodulators ohne und mit Chrom-Maskierung und eines b) 4-Ring-Modulators ohne und mit Chromverspiegelung.

4.6 Zusammenfassung

Abschließend werden alle simulierten und experimentellen Ergebnisse bzgl. der Amplitudenhomogenität und Gesamteffizienz der diffraktiven Strahlteiler in Tabelle 4.4 zusammenfassend gegenübergestellt.

Homogenität und Effizienz im Vergleich

Unter der Spalte DOE ist der jeweilige Strahlteiler-Typ benannt. Der dazugehörige Berechnungsalgorithmus ist in der zweiten Spalte aufgeführt. η_{calc} steht für die berechnete, η für die experimentell bestimmte Gesamteffizienz. Die berechnete Amplitudenhomogenität wird mit $A_{Fehler,calc}$, die gemessene mit A_{Fehler} bezeichnet. Der Simulated Annealing Algorithmus eignete sich zur Berechnung der diffraktiven Elemente, die in binärer oder mehrstufiger Ausführung experimentell umgesetzt werden konnten. Durch die Modifikationen konnten mit der institutseigenen Laserlithographie-Anlage erstmals definierte vierstufige Phasenprofile in Fotolack zur effizienten und homogenen Strahlteilung erzeugt werden.

| DOE | Algorithmus | η_{calc} [%] | $A_{Fehler,calc}$ [%] | η_{exp} [%] | A_{Fehler} [%] |
|---------------|----------------------|-------------------|-----------------------|------------------|------------------|
| 1:64 | IFTA, kontinuierlich | 97 | $\pm 7,5$ | - | - |
| 1:64 | IFTA, binär | 83 | ± 25 | - | - |
| 1:64 | SA, binär | 71 | $\pm 1,5$ | 65 | ± 5 |
| 1:4 | SA, binär | 74 | $\pm 1,5$ | - | - |
| 1:8 | SA, binär | 73 | $\pm 1,5$ | - | - |
| 1:4 Ring | SA, binär | 73 | $\pm 1,5$ | 71 | $\pm 1,9$ |
| 2:(4:4) | SA, binär | 54 | $\pm 1,5$ | 44 | ± 3 |
| NA = 0,65 1:4 | SA, 4stufig | 85 | $\pm 0,6$ | 83,5 | $\pm 2,55$ |
| NA = 0,85 1:4 | SA, 4stufig | 85 | $\pm 0,6$ | 85,1 | $\pm 1,1$ |
| 1:8 | SA, 4stufig | 79 | $\pm 0,5$ | - | - |
| 1:8 | SA, 8stufig | 84 | $\pm 0,5$ | - | - |

Tab. 4.4: Effizienz und Homogenität der diffraktiven Strahlteiler im Vergleich.

Kapitel 5

Volumenholographische Datenspeicherung

Um die hergestellten schnellen Phasenmodulatoren und effizienten Strahlteiler in einem volumenholographischen Datenspeichersystem auf ihre Funktionalität zu testen, wurden verschiedene Speicheraufbauten realisiert, welche in dem sich anschließenden Kapitel 6 beschrieben werden. Für das bessere Verständnis werden in diesem Kapitel kompakt die nötigen Grundlagen der Volumenholographie und des verwendeten Speichermaterials Lithiumniobat zusammengestellt. Das Verfahren der Phasencodierung wird in Hinblick auf die fabrizierten Modulatoren diskutiert. Hohe mechanische Stabilität aufgrund nicht beweglicher Teile, schnelle Zugriffszeiten durch die neu entwickelten schnellen Flüssigkristall-Modulatoren und günstige Herstellungskosten zeichnen die Phasencodierung gegenüber anderen Multiplexingverfahren aus.

5.1 Volumenholographie

5.1.1 Einführung

Das Prinzip der Holographie wurde im Jahr 1948 von Denis Gabor entdeckt. Da die Holographie in Lehrbüchern der Optik ausführlich beschrieben wird, folgt an dieser Stelle nur eine kurze Zusammenfassung der für das Verständnis essentiellen Punkte. Bei der holographischen Belichtung eines photosensitiven Materials (Photoplatte, Photopolymer, photorefraktiver Kristall) wird kohärentes Licht zunächst in einen Signal- und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Der Signalteil enthält hierbei die zu speichernde Information. Durch die Überlagerung von Signal- und Referenzstrahl entsteht ein Interferenzmuster, welches im Speichermaterial aufgezeichnet wird. Dieses Interferenzmuster enthält - im Gegensatz zur konventionellen Abbildung - zusätzlich zur Amplitudenverteilung auch die ursprüngliche Phaseninformation; zum Auslesen des Hologramms wird nur der Referenzstrahl benötigt.

In dieser Arbeit werden Bilddaten volumenholographisch gespeichert, wobei hier im Gegensatz zu planarer Holographie die Gitterkonstante Λ bei der Volumenholographie klein im Vergleich zur Volumenausdehnung (Dicke d) des Hologramms (vgl. Abb. 5.1) ist. Für die folgende Beschreibung wird von zwei ebenen kohärenten Wellen ausgegangen. Der Schreib- und Ausleseprozess eines Volumenhologramms ist in Abb. 5.1 skizziert.

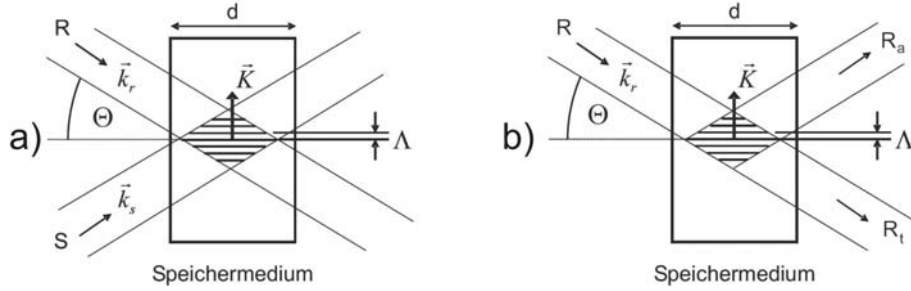


Abb. 5.1: a) Einschreiben und b) Auslesen eines Hologramms [41].

Referenz- (R) und Signalwelle (S) überlagern sich im Speichermedium und bilden dort ein Interferenzmuster: der Gittervektor \vec{K} wird aus der Differenz der Wellenvektoren des Signal- und Referenzstrahls gebildet:

$$\vec{K} = \vec{k}_r - \vec{k}_s \text{ mit } |\vec{K}| = K = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{4\pi \sin\Theta}{\lambda} \quad (5.1)$$

Der sog. Bragg-Winkel Θ ist der halbe Winkel zwischen den beiden Schreibstrahlen \vec{k}_r, \vec{k}_s . $\lambda = \lambda_0/n$ bezeichnet die Wellenlänge des Lichtes im Speichermedium. Für die Gitterkonstante Λ gilt dann:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\Theta} \quad (5.2)$$

Dieser Zusammenhang wird auch als Bragg-Bedingung bezeichnet. Für die vollständige Rekonstruktion eines Hologramms beim Auslesen müssen demnach sowohl Wellenlänge λ als auch der Einfallswinkel Θ des Referenzstrahles auf das Hologramm unverändert bleiben. Bei Variation der Parameter λ oder Θ wird die Bragg-Bedingung verletzt und ein zuvor gespeichertes Hologramm wird nicht rekonstruiert. Die Bragg-Bedingung wird für das Multiplexen von Hologrammen ausgenutzt, indem mehrere Hologramme mit unterschiedlichen Gitterkonstanten in das gleiche Volumen geschrieben werden. Die theoretische Obergrenze der Speicherdichte liegt bei volumenholographischer Speicherung im Vergleich zu magnetischer oder konventioneller optischer Speicherung höher, da Dateninformation nicht zweidimensional abgelegt werden, sondern das gesamte Speichervolumen des Materials ausnutzen [42, 43]. Die holographische Speicherkapazität in einem Speichervolumen V ist unter Verwendung von Laserlicht der Wellenlänge λ durch den theoretischen Wert von V/λ^3 begrenzt [44].

5.1.2 Speichermaterial

Als Speichermaterial wurde in dieser Arbeit der photorefraktive und doppelbrechende Kristall Lithiumniobat ($LiNbO_3$) verwendet. Für die eindimensionale Phasencodierung in einem volumenholographischen Datenspeichersystem wurde eisen-dotiertes Lithiumniobat ($LiNbO_3 : Fe$) am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt bereits erfolgreich eingesetzt [40]. Entsprechend des untersuchten Speichersystems (vgl. Kapitel 6.1 und 6.2) wurde ein Kristall mit passender Orientierung der c-Achse ausgewählt: Die c-Achse muss hierbei in Richtung des Gittervektors \vec{K} liegen [40, 41]. Das in den Kristall eingestrahlte Interferenzmuster stellt eine Intensitätsmodulation des Lichtes dar. Über Ladungsumverteilungen durch Photoionisation kommt es innerhalb des Kristalls zu einer Ladungsträgerdichteverteilung, die proportional zum Interferenzmuster ist und wiederum ein Raumladungsfeld erzeugt. Durch den linearen elektrooptischen Effekt (*Pockelseffekt*) variiert das Raumladungsfeld den Brechungsindex n innerhalb des Lithiumniobat-Kristalls. Diese lokale Brechungsindexvariation bleibt auch nach der Belichtung für mehrere Stunden erhalten: Lithiumniobat ist unter Ausnutzung des photorefraktiven Effekts zur holographischen Datenspeicherung geeignet. Durch eine thermische Behandlung des Kristalls (Erhitzen auf ca. 180°C) können sämtliche eingeschriebenen Brechungsindexmodulation gelöscht werden. Detaillierte Informationen zum photorefraktiven Effekt in Lithiumniobat finden sich in [42, 45].

Belichtungszeitplan - Sequentielle Speicherung

Beim Einschreiben mehrerer Hologramme muss ein Belichtungszeitplan eingehalten werden, da die zuvor aufgenommenen Hologramme durch die weitere Belichtung des Speichermaterials geschwächt werden. Um für alle Hologramme die gleiche Beugungseffizienz zu gewährleisten, empfiehlt sich das Prinzip der sequentiellen Speicherung, welches in Abb. 5.2 skizziert ist. Hier wird das nachfolgende Hologramm solange belichtet, bis es die gleiche Beugungseffizienz aufweist, wie die zuvor gespeicherten Datenseiten: die Schreibzeiten werden somit bei den folgenden Hologramm-Aufnahmen immer kürzer. Das zuletzt eingeschriebene Hologramm bestimmt die Beugungseffizienz aller gespeicherten Datenseiten [41].

5.2 Phasencodierung

Um die Kapazität eines volumenholographischen Speichers zu erhöhen existieren verschiedene Techniken, die sich die „Verletzung“ der Bragg-Bedingung (siehe Gl. 5.2) zu Nutze machen: Über die Variation der Wellenlänge können mehrere Datenseiten in das gleiche Volumen eingeschrieben werden (Wellenlängen-Multiplexing [46, 47]). Der Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, dass über einen großen Wellenlängenbereich schnell durchstimmbare Laserquellen zurzeit nicht verfügbar sind, die für einen Wellenlängen-codierten volumenholographischen Datenspeicher nötig wären [40]. Über die Änderung des Bragg-Winkels Θ (Winkelmultiplexing [48, 49, 50]) können ebenfalls mehrere Hologramme gespeichert wer-

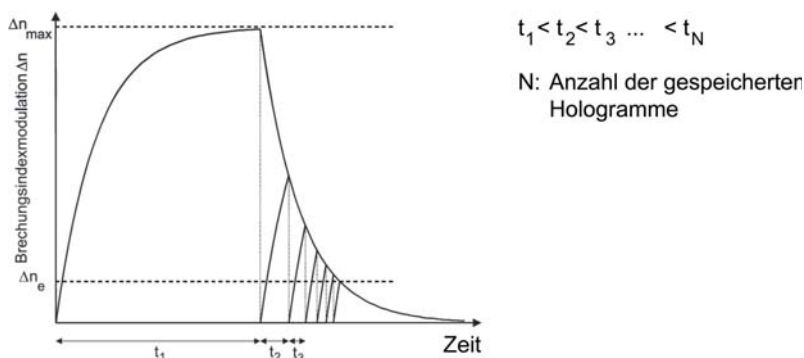


Abb. 5.2: Prinzip der sequentiellen Speicherung zum Erreichen gleicher Beugungseffizienz [41].

den. Die mechanische Stabilität des Systems wird allerdings durch den Einsatz beweglicher Komponenten zur Winkelvariation (Galvano-Scanner, Rotary-Stage) verringert.

Bei der Phasencodierung wird der Referenzstrahl in eine Anzahl von N Teilstrahlen aufgespalten, die untereinander nach einem bestimmten Muster in der Phase geschoben werden und alle gleichzeitig ein Teilhologramm mit dem Signalstrahl schreiben. In dieser Arbeit werden Flüssigkristall-Zellen mit unterschiedlichen Elektrodenstrukturen zur Phasencodierung in einem volumenholographischen Speichersystem eingesetzt. Gegenüber den beiden anderen erwähnten Multiplexing-Verfahren besitzt die Phasen-Adressierung mehrere Vorteile:

- feste Wellenlänge des Lasers
- keine beweglichen Komponenten \rightarrow hohe mechanische Stabilität
- schneller Datentransfer durch verbesserte FK-Phasenmodulatoren
- Kombination mit anderen Multiplexingverfahren [51, 52, 53]
- Durchführung arithmetischer Operationen [40]

Das Funktionsprinzip der Adressierung mithilfe der eindimensionalen Phasencodierung ist in Abb. 5.3 skizziert. Der Signalstrahl und die N Referenzstrahlen (Anordnung in einer Zeile) werden im 90° Winkel innerhalb des Speicherkristalls $LiNbO_3$ überlagert. Die N Teilreferenzen treffen aus leicht unterschiedlichen Winkeln auf den Kristall und werden zuvor über den FK-Phasenmodulator mit einem binären Phasenhub ($\Phi_{ij} = 0$ oder π) versehen. Beim phasencodierten Speicher interferieren alle N Teilstrahlen gleichzeitig mit dem Signalstrahl und schreiben somit beim Speichern einer Datenseite N Sub-Hologramme. Der Phasencode, mit dem die Datenseite D_i geschrieben wird, ist über die Phasenverschiebungen ($\Phi_{i1}, \Phi_{i2}, \Phi_{i3}, \dots, \Phi_{iN}$) aller N Referenzstrahlen definiert. Jede Seite wird mit einem

anderen Code gespeichert. Unter der Voraussetzung, dass die N verwendeten Codes orthogonal zueinander sind, können N Datenseiten phasencodiert gespeichert werden. Die Konstruktion der verwendeten Phasencodes wird im nächsten Abschnitt 5.2.1 erläutert.

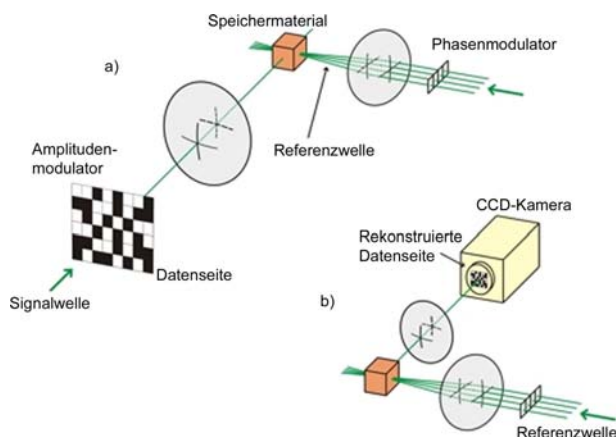


Abb. 5.3: Prinzip der eindimensionalen Phasencodierung in einer 90° Konfiguration: a) Schreiben und b) Auslesen eines Hologramms [54].

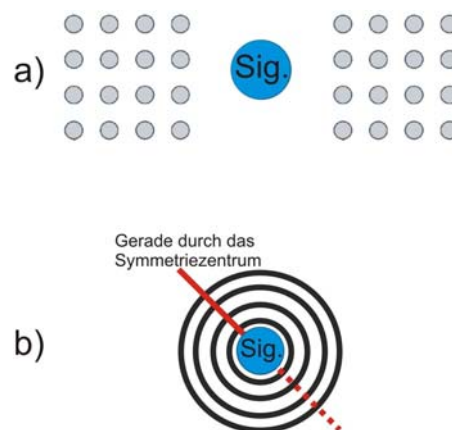


Abb. 5.4: Räumliche Anordnung von Signal und Referenz in der Fourier-Ebene a) $2 \times 4 \times 4$ Anordnung, b) 4 Ring-System.

Neben den Experimenten zur eindimensionalen Phasencodierung in einer 35° -Konfiguration (Kap. 6.1) wurde die zweidimensionale Phasencodierung ($2 \times 4 \times 4$ Spot-Anordnung) sowohl in der 90° -Anordnung (Kap. 6.2), als auch mit kollinearem Strahlverlauf ($2 \times 4 \times 4$ und 4 Ring Phasencodierung, Kap. 6.3) untersucht. Im kollinearen Strahlverlauf werden Referenz- und Signalstrahl vor der Fokussierung in das Speichermedium auf der optischen Achse durch einen weiteren Strahlteilerwürfel vereint. Der Signalstrahl befindet sich im Zentrum der Referenzstrahlen (siehe Abb. 5.4). Der genaue Versuchsaufbau ist in Kap. 6.3 dargestellt. In Abb. 5.5 ist der Strahlverlauf für zwei unterschiedliche Fälle im Kristall skizziert: a) beide Strahlen besitzen nahezu keine räumlich Separation in der Fourierebene; b) der Referenzstrahl liegt in der Fourierebene räumlich getrennt vom Signalstrahl vor. In Fall a) ist eine Speicherung beugungseffizienter Hologramme nicht möglich, da die Strahlen teilweise eine ungenügende, für die Selektivität der Phasencodierung aber notwendige, Winkelseparation aufweisen. Weiterhin kann hier der rekonstruierte Signalstrahl aufgrund der fehlenden räumlichen Separation nicht vom Referenzstrahl getrennt werden. Diese Problematik soll über die Aufteilung in zwei Teilbündel (beim zweidimensionalen Phasenmodulator - zweifaches 4×4 Spot-Array) gelöst werden. Beide 4×4 Arrays tragen die gleiche Phasencodierungs-Information. Die vier Phasen-Ringe des 4-Ring Modulators sind ebenfalls räumlich vom Signal getrennt, so dass eine Filterung des rekonstruierten Signals in der Fourier-Ebene möglich ist. Über eine starke Fokussierung der beiden Strahlen in den Speicherkristall konnte zudem der Winkel zwischen Signal und den Teil-Referenzen erhöht werden.

Hierbei trat leider das Problem der thermischen Linsenbildung in $LiNbO_3$ auf. Die Beugungseffizienz der gespeicherten Hologramme konnte daher nur bedingt gesteigert werden.

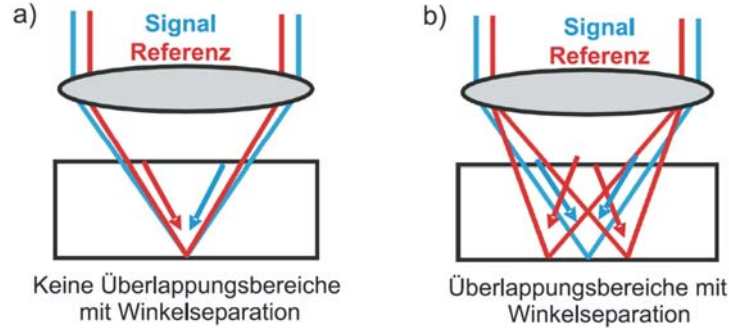


Abb. 5.5: Kollineares System: a) keine Winkelseparation, b) verbesserte Separation der Referenzstrahlen.

5.2.1 Phasencode-Konstruktion

Eindimensionale Phasencodierung

Die Konstruktion eines Systems geeigneter Phasencodes wird im Fall der eindimensionalen Phasencodierung über die Orthogonalitätsbedingung sichergestellt [40]:

$$\sum_{j=1}^N e^{i(\Phi_{kj} - \Phi_{ij})} = N \cdot \delta_{ik} \quad (5.3)$$

Erfüllen die Phasencodes diese Bedingung, so können gespeicherte Hologramme ohne Übersprechen anderer Datenseiten ausgelesen werden. In der Forschungsarbeit von Kai-Oliver Müller [40] wurden zur eindimensionalen Phasencodierung ausführliche Untersuchungen durchgeführt. Als spezielle Lösung für Gleichung 5.3 werden dort die aus der digitalen Signaltheorie bekannten unitären Matrizen $H^{(n)}$ der Walsh-Hadamard-Transformation, die nur zwei verschiedene Werte enthält, zur Bildung der Phasencodes genutzt [55]. Über die Matrix $H^{(1)}$ lassen sich unitäre Matrizen der Dimension $N = 2^n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) iterativ berechnen:

$$H^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad H^{(n+1)} = \begin{pmatrix} H^{(n)} & H^{(n)} \\ H^{(n)} & -H^{(n)} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Der Matrixeintrag **1** entspricht hierbei dem Phasenhub von **0** ($e^{i0} = 1$) und **-1** dem Phasenhub von π ($e^{i\pi} = -1$). Aus einer Matrix $H^{(N)}$ lassen sich N orthogonale Zeilenvektoren, die N Phasencodes entsprechen, gewinnen. In Abb. 5.6 a) sind 8 Walsh-Hadamard-Codes für $N = 8$ Datenseiten grafisch dargestellt. Ein weißes Quadrat entspricht dem Phasenhub von 0 und ein schwarzes Quadrat dem Phasenhub von π . Mit Ausnahme von Code 1 besteht jeder Code aus $N/2$ Phasenhüben von π und $N/2$ Phasenhüben von 0. Nur der entsprechende Code kann die mit ihm adressierte Datenseite auslesen. Alle anderen gespeicherten Hologramme interferieren durch das Auslesen der $N/2$ Referenzstrahlen mit Phasenhub 0 und

$N/2$ Referenzstrahlen mit Phasenhub π destruktiv. Die Matrizen der Walsh-Hadamard-Transformation beschränken die Phasencodes auf die Ordnung $N = 2^n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Alle in dieser Arbeit hergestellten FK-Modulatoren wurden daher auf die Anzahl der schaltbaren Elemente optimiert. Für weitere Informationen zur eindimensionalen Phasencodierung sei auf [40] verwiesen: Die Technik wurde dort detailliert und erfolgreich untersucht. In den letzten zwei Jahren wurden in [56] alternative Ansätze zur eindimensionalen Phasencode-Konstruktion untersucht, die keine binären Elemente enthalten, jedoch die Voraussetzung der unitären Matrizen erfüllen.

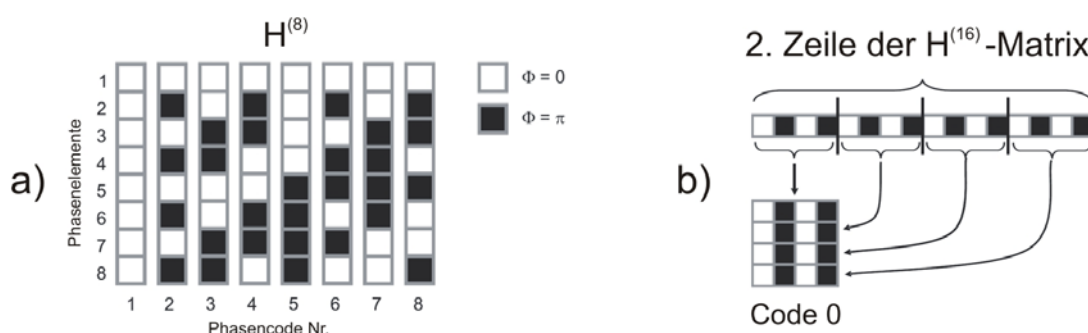


Abb. 5.6: a) Walsh-Hadamard Codes basierend auf der $H^{(8)}$ -Matrix; b) Konstruktion eines zweidimensionalen Phasencodes über eine $H^{(16)}$ - Matrix.

Zweidimensionale Phasencodierung: 2x4x4 / 4 Ringe

Die Motivation für die Erweiterung der Phasencodierung auf zwei Dimensionen lag einerseits in der Optimierung des Überlappungsbereiches von Signal- und Referenzstrahl durch Angleichung der Strahlprofile und andererseits in der Untersuchung zweidimensionaler Codes zur Kapazitätserhöhung in einem volumenholographischen kollinearen Speichersystem.

Phasencodierung 2x4x4

Die Basis der zweidimensionalen Codes in der 2x4x4 Anordnung bildet die Hadamard-Matrix $H^{(16)}$. Jede Zeile der $H^{(16)}$ -Matrix wurde hierbei in vier Gruppen à vier Matrix-Elemente aufgeteilt und nach dem Bildungsschema in Abb. 5.6 b) in einer 4x4 Matrix zu einem zweidimensionalen Code umgeformt. In der Literatur findet sich nur ein Beitrag zu zweidimensionaler Phasencodierung [57]; diese Codes wurden auch aus Hadamard-Matrizen generiert.

Phasencodierung 4-Ringe

Die neuartige 4 Ring-Phasencodierung wurde ebenfalls zur Kapazitätserhöhung eingesetzt und ist für den Einsatz in einem kollinearen System vorgesehen. Die Symmetrie des Systems von Signal und Referenz wurde im Vergleich zur 2x4x4 Codierung erhöht: die 4 Referenzringe sind um den im Zentrum befindlichen Signalstrahl angeordnet, wie in Abb. 5.4 b) schematisch dargestellt. Basierend auf der eindimensionalen Phasencodierung wird hier zur Bildung von vier Ringcodes die $H^{(4)}$ -Matrix verwendet: Jede Zeile entspricht einem Ringcode, bestehend aus 4 Matrix-Elementen. Den vier Ringen werden diese vier Matrix-

Einträge zugewiesen, d.h. über jeden der 4 Ringe wird vollständig die Phase um 0 oder π geschoben. In der technischen Umsetzung bedeutet dies, dass die vier Ringe des FK-Phasenmodulators einzeln angesteuert werden. Die angelegte Spannung über einen Ring ist konstant.

Über folgendes Modell kann man die 4-Ring Codierung in eine eindimensionale Phasencodierung innerhalb eines kollinearen System überführen: man lege eine beliebige Gerade durch das Symmetrie-Zentrum in der Fourier-Ebene (siehe Abb. 5.4). Betrachtet man nur die Schnittpunkte der vier Ringe entlang dieser Geraden auf einer Seite und die dort befindlichen Phasenwerte der Referenzstrahlen, so findet man einen orthogonalen eindimensionalen Phasen-Code, ebenso auf der gegenüberliegenden Seite: Wie im Fall der eindimensionalen Phasencodierung werden 4 Referenzstrahlen zusammen mit dem Signalstrahl 4 Sub-Hologramme pro Datenseite speichern. Nur der Code mit der korrekten Phasenadresse kann diese Datenseite auslesen. Da man die Gerade beliebig wählen kann, gilt dies für alle Geraden durch das Zentrum. Damit das Prinzip der 4-Ring Codierung korrekt funktionieren kann, müssen entlang aller Achsen durch das Zentrum, Sub-Hologramme mit gleichstarken Beugungseffizienzen geschrieben werden, so dass je nach Code alle anderen abgelegten Datenseiten vollständig destruktiv interferieren und somit keinen Crosstalk produzieren. Die Voraussetzung hierfür ist ein isotropes Speichermaterial ohne jegliche Vorzugsrichtung bei der Hologramm-Speicherung und eine Angleichung der Ring-Intensitäten: jedem der vier Phasen-Ringe steht die gleiche Intensität zum Schreiben der Sub-Hologramme zur Verfügung. Eine Anpassung der Intensitäten ist über das realisierte 4 Ring-DOE problemlos möglich.

Problematik der 2D-Codierung in Lithiumniobat

Das in dieser Arbeit verwendete Speichermaterial Lithiumniobat besitzt anisotrope, doppelbrechende Eigenschaften und durch seine Kristallachse eine für die Ausbildung der Bragg-Gitter bevorzugte Raumrichtung. Somit eignet sich dieses Material nur bedingt zum Testen der zweidimensionalen Phasencodierung. Für die Speicher-Experimente am Institut für Angewandte Physik stand ein homogenes Speichermaterial (z.B.: Photopolymer der *Fa. Inphase*) leider nicht zur Verfügung.

Anhand der experimentellen Untersuchung der Datenspeicherung in Lithiumniobat wurde die Funktionalität der Codierung über das Auftreten von Crosstalk bewertet. Beim Schreiben mehrerer Datenseiten unter Anwendung der zweidimensionalen Phasencodierung in Lithiumniobat wirkt sich die Anisotropie des photorefraktiven Speichermaterials negativ aus, wie die experimentellen Resultate im folgenden Kapitel belegen. Alle verwendeten zweidimensionalen Phasencodes sind in Anhang G zusammengestellt.

Kapitel 6

Optische Systeme zur holographischen Datenspeicherung

Dieses Kapitel befasst sich mit der experimentellen Umsetzung der holographischen Datenspeicherung unter Anwendung des phasencodierten Multiplexing-Verfahrens in verschiedenen Konfigurationen zum Test der hergestellten FK-Phasenmodulatoren. Hierzu wurden die in den vorangegangenen Kapiteln 3 und 4 beschriebenen Flüssigkristall-Phasenmodulatoren und diffraktiven Strahlteiler in den holographischen Versuchsaufbau implementiert: der Strahlteiler dient der homogenen und effizienten Beleuchtung der einzelnen Elemente des FK-Modulators, durch den wiederum die aufgeteilten Referenzstrahlen mit einem binären Phasencode versehen werden. Nach Vorstellung der jeweiligen Speicher-Konfiguration wird die Phasencodierung anhand der Bildauswertung der aufgenommenen Hologramme untersucht. Die vorliegenden Experimente dienen dem Nachweis der generellen Funktionalität der hergestellten Komponenten und erheben keinen Anspruch auf die optimale Realisierung des Speichersystems.

6.1 35° - Konfiguration: 1D Phasenmodulator

Ein kommerziell erhältlicher Phasenmodulator zur eindimensionalen Phasencodierung wurde in [40] bereits erfolgreich zur Kapazitätserhöhung eingesetzt. Diese Modulatoren sind aufgrund der besonderen Anforderung an die Dimensionierung für das optische Gesamtsystem im Athos-Projekt und wegen unzureichender Schaltzeiten für hohe Datentransferraten nicht einsetzbar. All dies machte die Entwicklung eines auf das optische Gesamtsystem angepassten FK-Modulators notwendig.

6.1.1 Experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung des in dieser Arbeit hergestellten Phasenmodulators mit 64 Elementen wird zunächst der in Abbildung 6.1 skizzierte Versuchsaufbau verwendet.

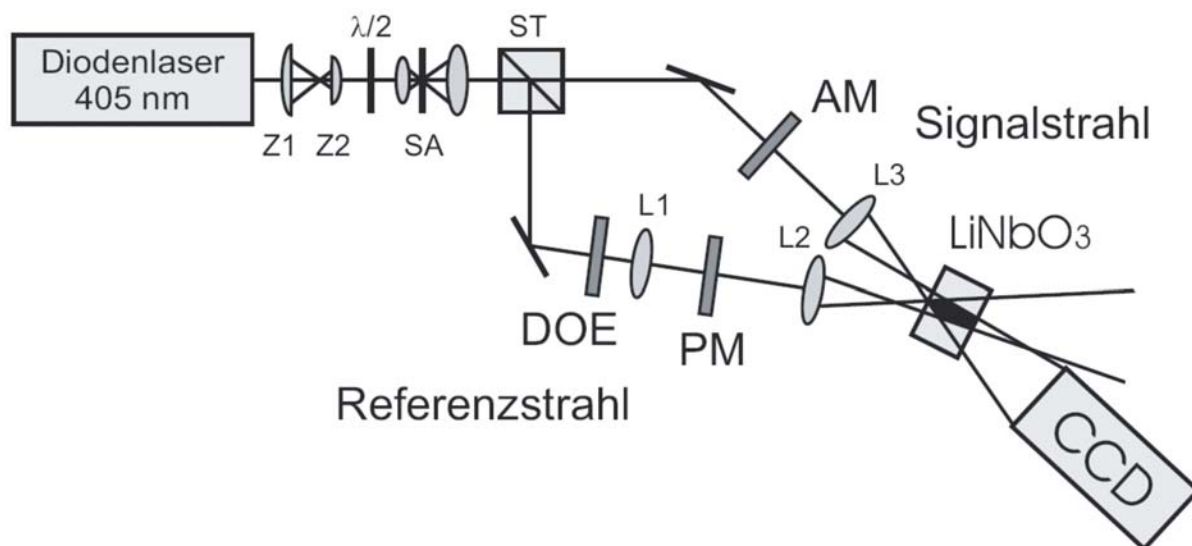


Abb. 6.1: Aufbau des optischen Speichers zur eindimensionalen Phasencodierung in der 35° Konfiguration: Z1, Z2: Zylinderlinsen; SA: Strahlaufweitung; ST: Strahlteiler; L1-L3: Linsen; DOE: Diffraktives Optisches Element; PM: Phasenmodulator; AM: Amplitudenmodulator; $\lambda/2$ -Platte zur Anpassung der Polarisation [41].

Lichtquelle

Der Diodenlaser DL100 (*Fa. Toptica*) mit einer Wellenlänge von 405nm und einer maximalen Ausgangsleistung von 12,1mW dient in den hier vorgestellten Speicherexperimenten als kohärente Lichtquelle. Das für Diodenlaser typische elliptische Strahlprofil wird in diesem Experiment mit einer Kombination aus zwei Zylinderlinsen kompensiert. Eine zusätzliche Raumfilterung verbessert zudem das Strahlprofil. Eine weitestgehend homogene Ausleuchtung der Amplitudenmaske und des DOEs kann nur durch eine Blende (Durchmesser = 6mm) nach der Raumfilterung realisiert werden. Die daraus folgenden Energieverluste begrenzen hauptsächlich die Intensitäten des Signal- und Referenzstrahles.

Signal- und Referenzstrahl

Die Aufteilung des kollimierten Strahles in einen Signal- und Referenzstrahl erfolgt über einen nicht polarisierenden Strahlteilerwürfel. Über eine Amplitudenmaske wird dem Signalstrahl die gewünschte Information aufgeprägt. Der Referenzstrahl beleuchtet das hergestellte diffraktive optische Element und wird so in 64 Einzelstrahlen aufgeteilt (vgl. Kap. 5.2). Die anschließende Linse L1 fokussiert die Teilstrahlen auf die einzelnen Elemente des FK-Phasenmodulators.

Speichermaterial

Da das im Athos-Projekt zu verwendende polymere Speichermaterial dem Institut für Angewandte Physik nicht zur Verfügung gestellt werden konnte, wurden alle experimentellen Untersuchungen an dem photorefraktiven Kristall Lithiumniobat (Abmessungen: $6,5 \cdot 6,35 \cdot 6,2 \text{ mm}^3$) durchgeführt. Die Kristallachse verläuft entlang der 6,5mm langen Achse.

Die Linsen L2 und L3 fokussieren den Signalstrahl und die phasencodierten Referenzstrahlen in einem Winkel von 35° zueinander vor den LiNbO₃-Speicher kristall, so dass sich beide Strahlen im Kristall in einem relativ großen Bereich überlagern. Durch die Überlagerung beider Strahlen kurz hinter dem Fokus der beiden Linsen erreicht man eine hohe Leistungsdichte der Strahlen zum Schreiben des Hologramms und erhält somit geringere Anforderungen an die Stabilität des holographischen Aufbaus durch kürzere Speicherzeiten der Hologramme. Weiterhin wird die Beugungseffizienz der Hologramme durch höhere Intensitäten der Schreibstrahlen und eine Vergrößerung des Speichervolumens, in welches die Hologramme eingeschrieben werden, verbessert. Bringt man den Lithiumniobat Kristall zu nahe an den Fokus, bewirkt die hohe Leistungsdichte durch die nichtlineare Reaktion des Kristalls jedoch thermische Linsen-Bildung: beobachtet man das aufzunehmende Muster des Signalstrahls per CCD-Kamera, so wird dieses bereits während des Schreibvorgangs zunehmend verzerrt abgebildet. Im Fokus liegen zudem die einzelnen Referenzstrahlen in einer Zeile räumlich getrennt voneinander vor (Fourierebene) und können daher nicht gleichmäßig mit dem Signalstrahl, der höhere Beugungsordnungen in beide Raumrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung aufweist, überlagern. Ohne das Speichern der höheren Beugungsordnungen geht die Auflösung der feinen Strukturen des rekonstruierten Hologramms verloren.

Bragg-Selektivität

Für eine hohe Bragg-Selektivität muss einerseits die c-Achse des Kristalls in Richtung des Gittervektors \vec{K} zeigen und andererseits die Polarisationsrichtung von Signal- und Referenzstrahl in der durch beide Wellenvektoren \vec{k}_r und \vec{k}_s aufgespannten Ebene liegen. \vec{K} berechnet sich aus der Differenz der Wellenvektoren von Signal- und Referenzstrahl (vgl. Kap. 5.1.1).

Bilderfassung

Mithilfe einer CCD-Kamera (maximale Auflösung: 800x600 Pixel) und der Software Labview / Vision (*National Instruments*) werden die in das Speichermaterial einzuschreibenden Original-Bilder sowie die rekonstruierten Hologramme erfasst. Die weitere Bildverarbeitung und -auswertung wird mit Labview und Photoshop (*Adobe*) vorgenommen.

6.1.2 Hologramm-Aufnahmen

Die Laser-Leistung wurde an verschiedenen Positionen im Strahlengang des Speicheraufbaus gemessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

| Position | Leistung [mW] |
|------------------------------------|---------------|
| Eingangsleistung | 12,1 |
| nach Strahlreinigung/Raumfilterung | 3 |
| Signalstrahl vor Kristall | 0,1 |
| Referenzstrahl vor Kristall | 0,3 |

Tab. 6.1: Laser-Leistung im holographischen Aufbau.

Der hohe Leistungsverlust zu Beginn ist auf die Anpassung des elliptischen Strahlprofils und die anschließende Raumfilterung zurückzuführen. Die weiteren Optiken (DOE, FK-PM, Amplituden-Maske, Linsen, Spiegel) absorbieren ebenfalls einen Teil des einfallenden Lichtes, so dass vor der Überlagerung im Kristall nur 0,1mW im Signalstrahl und 0,3mW im Referenzstrahl für die Hologramm-Aufnahme effektiv zur Verfügung standen. Beim Speichern mehrerer Hologramme in das gleiche Volumen muss berücksichtigt werden, dass beim Einschreiben eines jeden Hologramms die zuvor aufgenommenen Hologramme abgeschwächt werden. Um mehrere Hologramme bei gleicher Beugungseffizienz zu rekonstruieren, bedarf es einer sequentiellen Speicherung, wie es in Kapitel 5.1.2 bereits beschrieben wurde: die Belichtungszeit nimmt bei jedem nachfolgenden Hologramm weiter ab. Aufgrund der bestehenden Limitierung in der verfügbaren Laserleistung und den damit verbundenen längeren Schreibzeiten zum Multiplexen von 32 Hologrammen wurden hier nur drei Hologramme gemultiplext. Zur Demonstration wurden drei Hologramme phasencodiert (Phasencodes 6, 7 und 14) mit dem eindimensionalen Flüssigkristall-Modulator bei sequentieller Belichtung in Lithiumniobat gespeichert. Wie in Kapitel 5.2.1 erläutert, wird für die Bildung der Codes eine Hadamard-Matrix H^{32} verwendet. Der Code aus 32 Elementen wird zweimal nebeneinander an die 64 Elemente des Modulators angelegt. Die binären Codes 6, 7 und 14 sind in Abb. 6.2 schematisch dargestellt. Die Ergebnisse der holographischen Datenspeicherung und die entsprechenden Belichtungszeiten sind den CCD-Aufnahmen in Abb. 6.2 zu entnehmen: es sind Original und Rekonstruktion des jeweiligen Hologramms sowie die Rekonstruktion eines nicht verwendeten Codes zur Abschätzung des Crosstalks (Übersprechen verschiedener Codes beim Auslesen) abgebildet.

Auswertung

Die Rekonstruktionen der drei verschiedenen Amplitudenmasken sind anhand der angeführten CCD-Aufnahmen deutlich zu erkennen und voneinander zu unterscheiden. Prinzipiell konnte die Funktionsweise der Phasencodierung mit dem hergestellten nematischen Flüssigkristall-Phasenmodulator in Kombination mit dem angepassten diffraktiven Strahlteiler nachgewiesen werden: nach der zweiten Hologramm-Aufnahme ist nur ein geringer Crosstalk zwischen den Codes 7 und 14 festzustellen. Das Auslesen mit dem nicht verwendeten Code 23 zeigt nahezu keine Bild-Information. Nach Speicherung des dritten Hologramms ist allerdings eine zunehmendes Übersprechen der einzelnen Datenseiten zu be-

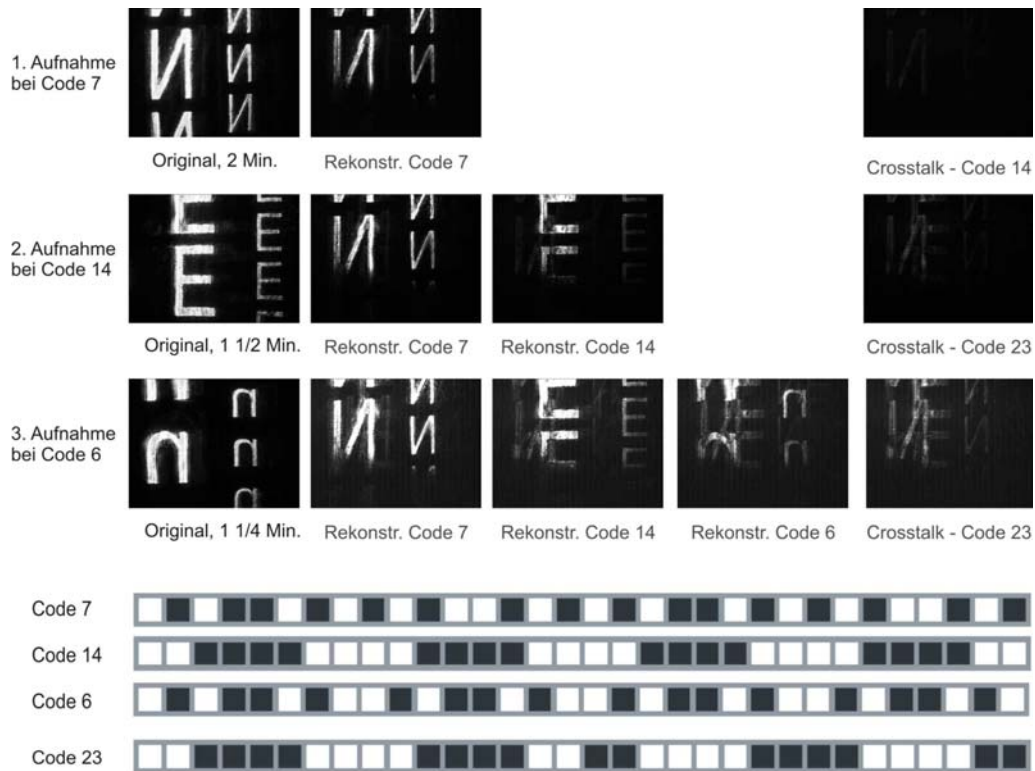


Abb. 6.2: Speicherergebnisse: Originale und Rekonstruktionen phasencodierter Hologramme und Rekonstruktion eines nicht verwendeten Codes (\rightarrow Crosstalk). Die Speicherung erfolgte bei den schematisch dargestellten 1D Hadamard-Phasencodes.

obachten. Dies ist auf einen Kontaktierungsfehler des Phasenmodulators zurückzuführen, der dazu führte, dass nicht alle Streifen einen orthogonalen Code formen konnten. Der hohe Beitrag zu dem Interhologramm-Crosstalk von Code 0, bei dem alle Phasenmodulatorstreifen ausgeschaltet sind, wurde bereits in [57] untersucht und konnte in den durchgeführten Speicherexperimenten bestätigt werden: Code 0 wird daher zur Reduzierung des Crosstalk als möglicher Phasencode bei der Datenspeicherung ausgeschlossen. Bei Betrachtung der gespeicherten Bilder ist auffallend, dass sie nicht vollständig über den gesamten Bereich wiedergegeben werden: der obere Bildteil wird deutlich stärker rekonstruiert als der untere. Dies ist auf eine nicht optimale Überlappung von Signal- und Referenzstrahl zurückzuführen: die in einer Linie angeordneten Teilreferenzen überlagern sich nicht vollständig mit dem runden Strahlprofil des Signalstrahls kurz hinter dem Fokus. Eine Verbesserung des Überlagerungsbereichs für beide Strahlen soll durch eine zweidimensionale Anordnung der Teilreferenzen erreicht werden. Im nächsten Abschnitt 6.2 wird hierzu der hergestellte zweidimensionale FK-Modulator mit zweifachem 4×4 Array in einer 90° Speicher-Konfiguration getestet.

6.2 90° - Konfiguration: 2D Phasenmodulator

Der zweidimensionale Phasenmodulator mit einem zweifachen 4 x 4 Pixelarray wird zur Optimierung des Überlappbereichs durch Angleichung der Strahlprofile von Signal- und Referenzstrahl eingesetzt. Weiterhin wird die Verwendung zweidimensionaler Phasencodes mit geringem Übersprechen untersucht. Die Experimente sollen Aufschluss über die Anzahl möglicher Codes geben: mit $4 \times 4 = 16$ Phasen-Elementen sind 16 Codes denkbar, deren Bildungsschema in Kapitel 5.2.1 bereits diskutiert wurde. Die experimentellen Resultate zeigen allerdings, dass bereits bei Verwendung der ersten acht Codes (0-7) zur Speicherung einzelner Datenseiten in Lithiumniobat ein starkes Übersprechen der Codes 8-15 zu verzeichnen ist (siehe Kap. 6.2.2). Eine Übersicht der untersuchten zweidimensionalen Phasencodes ist in Abb. G.1 zusammengestellt.

6.2.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur 90° - Konfiguration ist in Abb. 6.3 skizziert: Signal und Referenzstrahl treffen hier im 90°-Winkel zueinander auf das Speichermedium. Um Phasenschwankungen im interferometrischen Strahlenverlauf durch Temperaturänderung oder Luftzirkulation zu minimieren, befindet sich die gesamte Versuchsanordnung innerhalb eines Plexiglas-Gehäuses. Abbildung 6.4 zeigt ein Foto des Aufbaus.

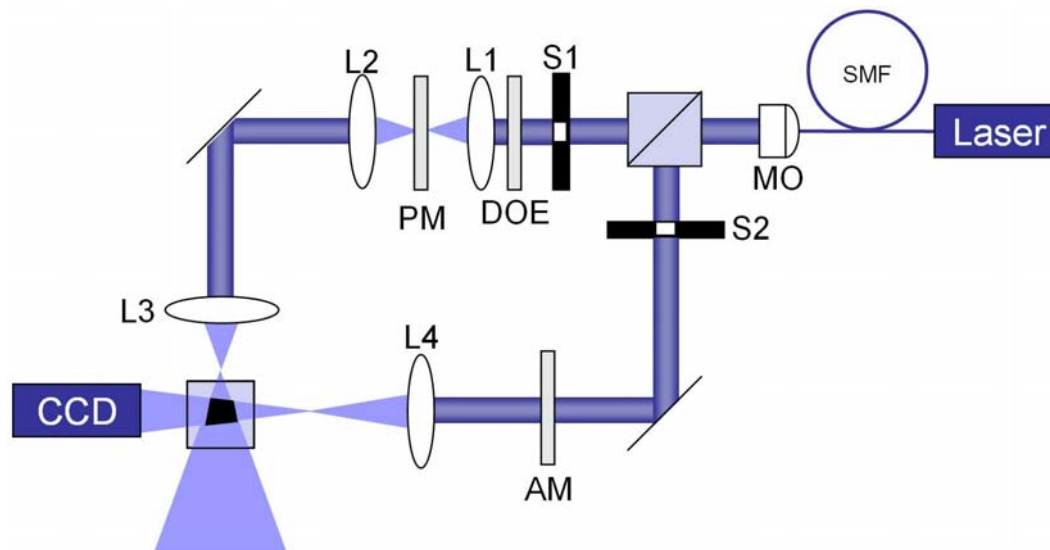


Abb. 6.3: Skizzierter Aufbau der 90°-Konfiguration: SMF - Single Mode Faser, MO - Mikroskopobjektiv; S1 und S2 computergesteuerte Shutter; DOE - zweidimensionales diffraktives optisches Element zur Referenzstrahlteilung; L1 - Linse zur Fokussierung auf den Phasenmodulator (PM); L2 - Kollimationslinse; L3 und L4 - Linsen zur Fokussierung der beiden Schreibstrahlen vor den Speicherkristall; AM - Amplitudenmaske.

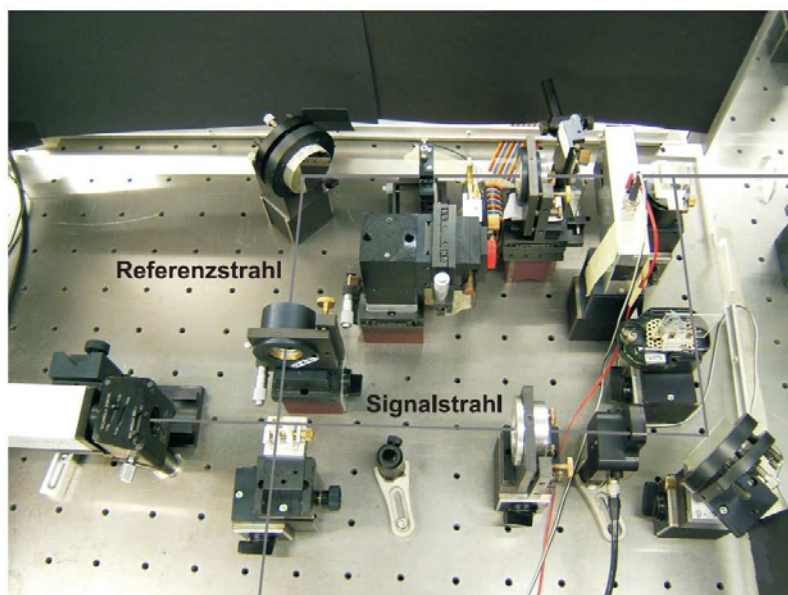


Abb. 6.4: Foto des 90°-Aufbaus zur holographischen Datenspeicherung unter Verwendung der zweidimensionalen Phasencodierung.

Verbesserung des Strahlprofils bei höherer Laserleistung

Über die effiziente Einkopplung des elliptischen Laserstrahls in eine polarisationserhaltende Singlemode-Faser (Typ: PMC-400Si, *Fa. Schäfter+Kirchhoff GmbH*) mithilfe des Faserkopplers FiberDock (*Fa. Toptica*) kann dem holographischen Speichersystem eine Laserleistung von ca. 5mW (Messposition hinter dem Mikroskop-Objektiv MO) bei gaussförmigen Strahlprofil zur Verfügung gestellt werden. Nach Kollimation des Laserstrahls durch das Mikroskop-Objektiv (MO) beträgt der Strahldurchmesser 7 Millimeter. Aufgrund der 2-dimensionalen Strahlaufteilung des Referenzstrahls wird ein größerer Anteil als zuvor in unerwünschte Ordnungen abgelenkt (siehe Vergleich der hergestellten DOE in Kapitel 4). Durch den optimierten Überlapp im Speichermedium können beugungseffiziente Hologramme bereits bei Leistungen von 150 μ W in Signal- und Referenzstrahl in einer Speicherzeit von weniger als einer Minute erzeugt werden. Es ist anzumerken, dass sich die Laserleistung vor dem Lithiumniobat Kristall in der selben Größenordnung wie im ersten Versuchsaufbau befindet: die 90°-Geometrie sowie die Anpassung des Überlappbereichs führen zu homogenen Hologramm-Rekonstruktionen über einen größeren Bildbereich (siehe Aufnahmen in Abb. 6.8).

Computergesteuerte Belichtung

Zwei computergesteuerte Shutter S1 und S2 regeln die sekundengenaue Belichtung des Speichermaterials. Beim Auslesevorgang wird nur der Shutter des Referenzstrahls S2 geöffnet. Die Hologrammrekonstruktion wird auf einer CCD-Kamera abgebildet. Das Auskoppeln des Referenzstrahls erübrigt sich aufgrund der 90°-Geometrie des Aufbaus.

Speichermaterial

Aufgrund der veränderten Geometrie kann nicht der gleiche Speicherkristall wie im vorhergehenden Versuchsaufbau verwendet werden, da die Bedingungen zum Schreiben von beugungseffizienten und bragg-selektiven Hologrammen nicht erfüllt sind. Die Kristallachse des hier eingesetzten photorefraktiven Kristalls verläuft im 45° -Winkel zu den zwei Seitenflächen: die Dimension des LiNbO_3 -Kristalls (Eisendotierung $10^{-4}\%$ pro mol) beträgt $1 \cdot 1 \cdot 1 \text{ mm}^3$.

6.2.2 Untersuchung zur zweidimensionalen Phasencodierung

Zur Untersuchung der zweidimensionalen Phasencodes wurde zunächst folgendes Experiment mit dem oben beschriebenen Aufbau durchgeführt [41]:

Anstelle mehrere Hologramme in einem Speichervolumen phasencodiert zu überlagern, wurde jeweils nur ein Hologramm mit einem Phasencode gespeichert, um gezielt das Übersprechen einzelner Phasencodes zu untersuchen. Die Hologramme wurden mit einer Belichtungszeit von drei Minuten eingeschrieben, wobei anstelle eines amplitudenmodulierten Signalstrahls ein gaussförmiges Strahlprofil gespeichert wurde. Um eine Wechselwirkung mit zuvor gespeicherten Hologrammen auszuschließen, wurde bei jedem Code zudem eine andere unabhängige Speicherposition verwendet. Die Hologrammrekonstruktion aller 16 Codes wurde nach der Bilderfassung ausgewertet: über eine mittlere Grauwertbestimmung der 16 Bilder wurden die zwei Codes ermittelt, welche den stärksten Crosstalk aufwiesen. Zur grafischen Auswertung wird der gemessene mittlere Grauwert jeweils über den entsprechenden Code aufgetragen. Zwei der 16 graphischen Auswertungen sind exemplarisch in den Abb. 6.5 und 6.6 dargestellt. Die Speicherung erfolgte hier bei Code 0 bzw. bei Code 1. Die Rekonstruktionen des Hologramms bei korrektem Code hebt sich deutlich von den verbleibenden Rekonstruktionen falscher Codes (Crosstalk) ab. Der stärkste Crosstalk ist in Abb. 6.5 bei Code 8. Hervorzuheben ist, dass die ersten beiden Zeilen von Code 0 und Code 8 identisch sind. Dies gilt ebenso für die Codes 1 und 9 in Abb. 6.6. Bei allen untersuchten Codes reichte die Übereinstimmung der ersten beiden Zeilen bereits aus, um ein deutliches Übersprechen aufzuweisen. Dieses Verhalten zeigt, dass im Falle der Speicherung im anisotropen Lithiumniobat-Kristall kein 16faches phasencodiertes Multiplexen mit einem zweidimensionalen Phasenmodulator ($2 \times 4 \times 4$ Array) und dem vorgestellten Code-Set (Abb. G.1) möglich ist. Verglichen mit den eindimensionalen orthogonalen Hadamard-Codes handelt es sich hierbei nicht um einen Satz orthogonaler Phasencodes. Es existiert eine stärkere horizontale Bragg-Selektivität der Phasencodes bei der Hologramm-Rekonstruktion als in der vertikalen Richtung: sind die ersten beiden Zeilen des zweidimensionalen Phasencodes im Vergleich zu anderen verwendeten Codes unterschiedlich, so ist ein geringeres Übersprechen der gespeicherten Datenseiten zu beobachten. Sind die ersten beiden Zeilen hingegen identisch, so bleibt die Bragg-Bedingung hierbei immer noch erfüllt, so dass Hologramme auch bei *falschem Code* rekonstruiert werden können.

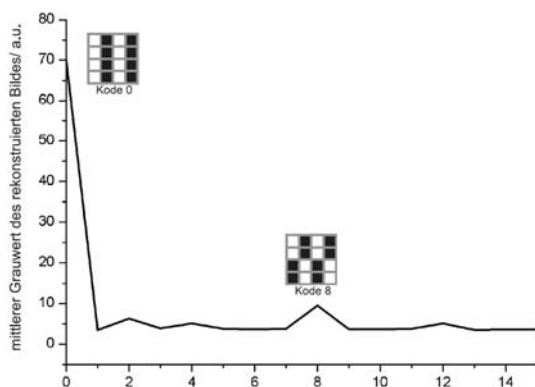


Abb. 6.5: Untersuchung des Crosstalk: Speicherung bei Code 0, starker Crosstalk bei Code 8.

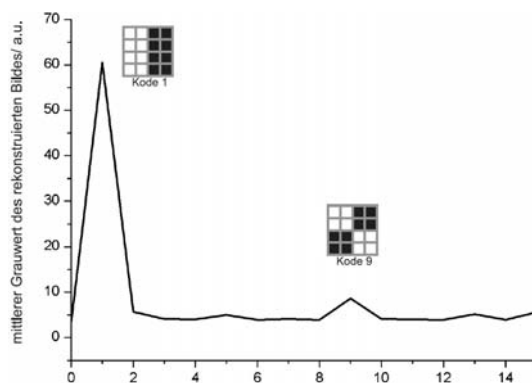


Abb. 6.6: Untersuchung des Crosstalk: Speicherung bei Code 1, starker Crosstalk bei Code 9.

Bei eindimensionaler Phasencodierung (Codes basierend auf der Walsh-Hadamard-Matrix) zeigt der Ausschluss von Code 0 (alle Elemente 0 oder π Phasenhub) eine Verringerung des Interhologramm-Crosstalks und somit eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Im Falle zweidimensionaler Phasencodierung konnte dieses Verhalten des vermehrten Crosstalk bei dem äquivalenten Code 15 (alle Elemente besitzen den Phasenhub von 0) nachgewiesen werden. Daher wurde Code 15 zur Verminderung des Crosstalk bei zweidimensionaler Phasencodierung ebenfalls ausgeschlossen. Hiermit reduziert sich die Anzahl der verwendbaren Codes unter Berücksichtigung der experimentellen Resultate auf maximal acht. In Abb. 6.7 sind die experimentellen Ergebnisse tabellarisch zusammengestellt: der jeweils verwendete Code ist in der 1. Spalte eingetragen; in der entsprechenden Zeile ist der Code mit dem stärksten Crosstalk rot und der zweitstärkste Crosstalk gelb markiert. Code 15 zeigte bei allen Untersuchungen starken Crosstalk und ist daher durchgängig rot dargestellt. Eine Zusammenstellung aller Messdaten ist in [41] zu finden.

| Code | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
|------|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|----|----|----|----|----|----|
| 0 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 1 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 2 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 3 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 4 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 5 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 6 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 7 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 8 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 9 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 10 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 11 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 12 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 13 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 14 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 15 | | | | | | | | | | | | | | | | |

Rot - Code mit starkem Crosstalk
Gelb - Code mit schwachem Crosstalk

Abb. 6.7: Crosstalk-Übersicht der zweidimensionalen Phasencodes.

6.2.3 Hologramm-Aufnahmen

Nach Optimierung des Überlagerungsvolumens von Referenz- und Signalstrahl im Lithiumniobat-Kristall wurden zur Demonstration der zweidimensionalen Phasencodierung in der 90°-Konfiguration die Codes 4, 9 und 14 verwendet. Die Speicherzeiten der sequentiellen Belichtung sind mit 45, 31 und 27 Sekunden im Vergleich zum ersten Speicheraufbau kürzer, sodass äußere Störeinflüsse (Luftzirkulation, Temperaturschwankungen, Vibrationen) reduziert werden konnten. Das Code-Set wurde aufgrund der sich unterscheidenden Zeilen gewählt, um den Interhologramm-Crosstalk zu minimieren. Die CCD-Aufnahmen in Abb. 6.8 zeigen die Rekonstruktionen der Hologramme bei Code 4, 9 und 14. Wie aus den vorangegangenen Untersuchungen erwartet, zeigt Code 6 aufgrund der identischen ersten zwei Zeilen eine nahezu vollständige Rekonstruktion des Hologramms, welches mit Code 14 aufgenommen wurde. Bei allen Rekonstruktionen ist im Vergleich zu den CCD-Aufnahmen im 1. Aufbau (Abb. 6.2) eine homogenere Ausleuchtung der Bilder festzustellen: der Überlapp zwischen Signal- und Referenzstrahl wurde mit der zweidimensionalen Referenzstrahlanordnung verbessert.

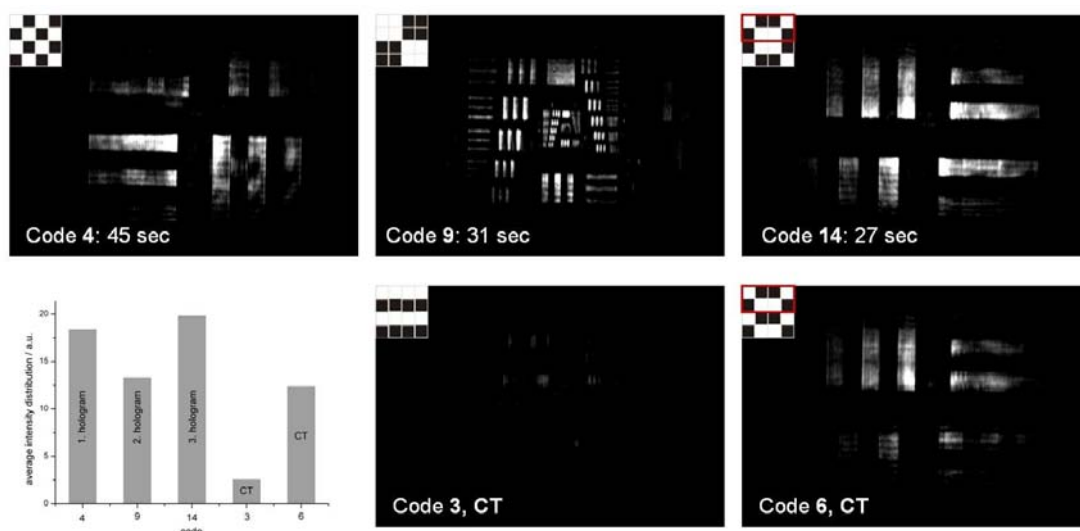


Abb. 6.8: Rekonstruktionen der zweidimensional phasencodierten Hologramme bei Code 4, 9, 14. Zur Visualisierung des entstehenden Crosstalk wurde Code 3 und Code 6 ausgelesen.

Auswertung

Die experimentelle Untersuchung in Lithiumniobat hat gezeigt, dass es nicht möglich ist, einen zweidimensionalen Phasencode-Satz (bestehend aus 16 einzelnen Phaselementen) zu realisieren, mit dem man 16 Hologramme phasencodiert multiplexen kann. Die generelle Funktionalität der zweidimensionalen phasencodierten Hologramm-Speicherung konnte mit den hergestellten Komponenten (FK-Phasenmodulator und DOE) nachgewiesen werden. In der im Rahmen dieser Untersuchungen durchgeführten Diplomarbeit wurde die Speicherung von bis zu 4 unterscheidbaren Hologrammen demonstriert [41].

6.3 Kollineare Speicher-Systeme

Das kollineare Speichersystem (Abb. 6.9) weist drei prinzipielle Änderungen zu dem vorangegangenen Versuchsaufbau auf:

- An die Position des Speicherkrystals wird ein Strahlteilerwürfel gebracht, um Referenz- und Signalstrahl auf einer optischen Achse zu vereinen.
- Einsatz einer weiteren Linse zur Fokussierung in $LiNbO_3$. Die Kristall c-Achse liegt hier senkrecht zur optischen Achse und parallel zur aufgespannten Strahlebene.
- Trennung der Referenzstrahlen vom rekonstruierten Signal beim Auslesevorgang.

Über eine kurzbrennweitige Linse ($f=50\text{mm}$) zur Fokussierung in den Speicherkristall wurde versucht, eine notwendige Winkelseparation zwischen Referenz- und Signalstrahl zu erreichen: ist die Separation unzureichend (Gleichung 5.1 $\rightarrow \vec{K} = 0$), kann kein Hologramm in den Speicherkristall eingeschrieben werden. Das Entkoppeln der Referenzstrahlen vom rekonstruierten Signalstrahl wurde über ein Pinhole im Strahlenverlauf vorgenommen (siehe Abb. 6.9 b)). Im kollinearen Aufbau wurden die zweidimensionalen Phasenmodulatoren mit $2 \times 4 \times 4$ - und 4 Ring-Referenzanordnung getestet. Der Signalstrahl befindet sich im kollinearen Teil des Strahlverlaufs genau in der Mitte zwischen den beiden 4×4 Arrays bzw. im Zentrum der 4 Ringe. Die Probleme der hohen Leistungsdichte sowie der Bragg-Selektivität der Referenzstrahlen im Speicher-Kristall wurden bereits zuvor diskutiert. Eine Detailaufnahme des kollinearen Speichersystems ist in Abb. 6.10 zu sehen.

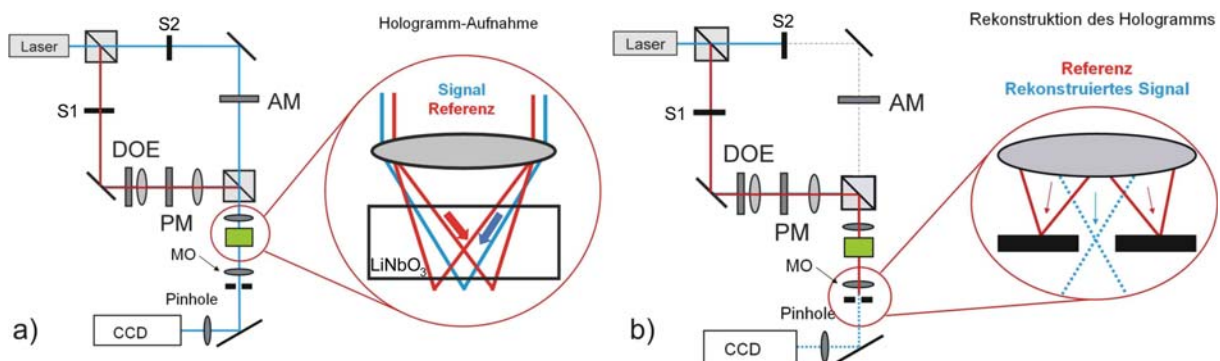


Abb. 6.9: Versuchsaufbau des kollinearen Speichersystems: a) Hologramm-Aufnahme, b) Hologramm-Rekonstruktion.

6.3.1 2 x 4 x 4 Phasencode-System

Im Rahmen eines *Miniforschung*-Projektes wurde der hergestellte 2D-Phasenmodulator mit zweifachem 4×4 Array in einem ähnlichen kollinearen Aufbau getestet [58]. An dieser Stelle werden nur die wesentlichen Ergebnisse zusammengefasst.

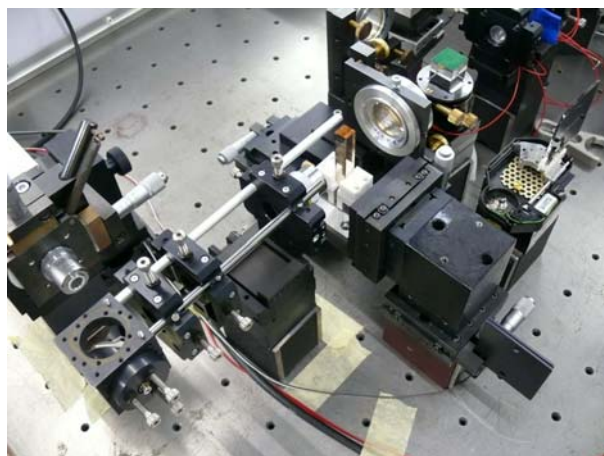


Abb. 6.10: Detailaufnahme des kollinearen holographischen Speichersystems.

Es konnten drei phasencodierte Hologramme in dem Kristall gespeichert werden. Die Bildqualität der rekonstruierten Hologramme war ausreichend, um die gespeicherten Daten-seiten voneinander zu unterscheiden. Die Bildqualität und Selektivität ist im Vergleich zu dem 90° -Aufbau deutlich geringer, was hauptsächlich an der problematischen Trennung von rekonstruiertem Signal- und Referenzanteil bei genügend hoher Beugungseffizienz lag: wurden die beiden 4×4 Referenz-Arrays räumlich stärker vom Signalstrahl separiert, so nahm die Beugungseffizienz aufgrund des sich verschlechternden Überlapps rapide ab. Daher war ein ausführlicher Test der Phasencodierung wie im Fall der 90° -Konfiguration aus Gründen der Bildqualität nicht möglich, um quantitative Aussagen zu treffen (Bilder der Hologramm-Rekonstruktionen finden sich in Anhang [H](#)). Die generelle Funktionalität des Modulators mit zweidimensionaler Phasencodierung konnte dennoch bei suboptimalem Überlapp, geringen Beugungseffizienzen und ausreichender Selektivität gezeigt werden.

6.3.2 4 Ring Phasencode-System

Der Versuchsaufbau wurde auf den 4-Ring Phasenmodulator angepasst. Die Trennung der vier Referenz-Ringe vom Signal-Strahl wurde über ein Pinhole realisiert (siehe Detail, [Abb. 6.9 b](#)). Bei der Justage des Pinhole werden systembedingt höhere Beugungsordnungen ausgeblendet, wodurch das Bild an Information (Schärfe, Details) verliert. Aufgrund eines minimalen Versatzes der Chrommaskierung zu der ITO-Struktur des Modulators konnten die 0.- 3. Ordnung nicht vollständig unterdrückt werden, was zu einer Bildstörung bei Aufnahme- und Auslesevorgang führte. Durch eine nachträgliche Bildbearbeitung, welche nun kurz anhand eines Beispiels erläutert wird, konnte das rekonstruierte Signal verbessert werden. Über die Subtraktion der CCD-Aufnahme vor Hologramm-Speicherung bei entsprechendem Code von dem rekonstruierten Signal konnte der verbliebene Referenzanteil der unerwünschten Ordnungen sowie das Kamera-Bildrauschen minimiert werden. Für

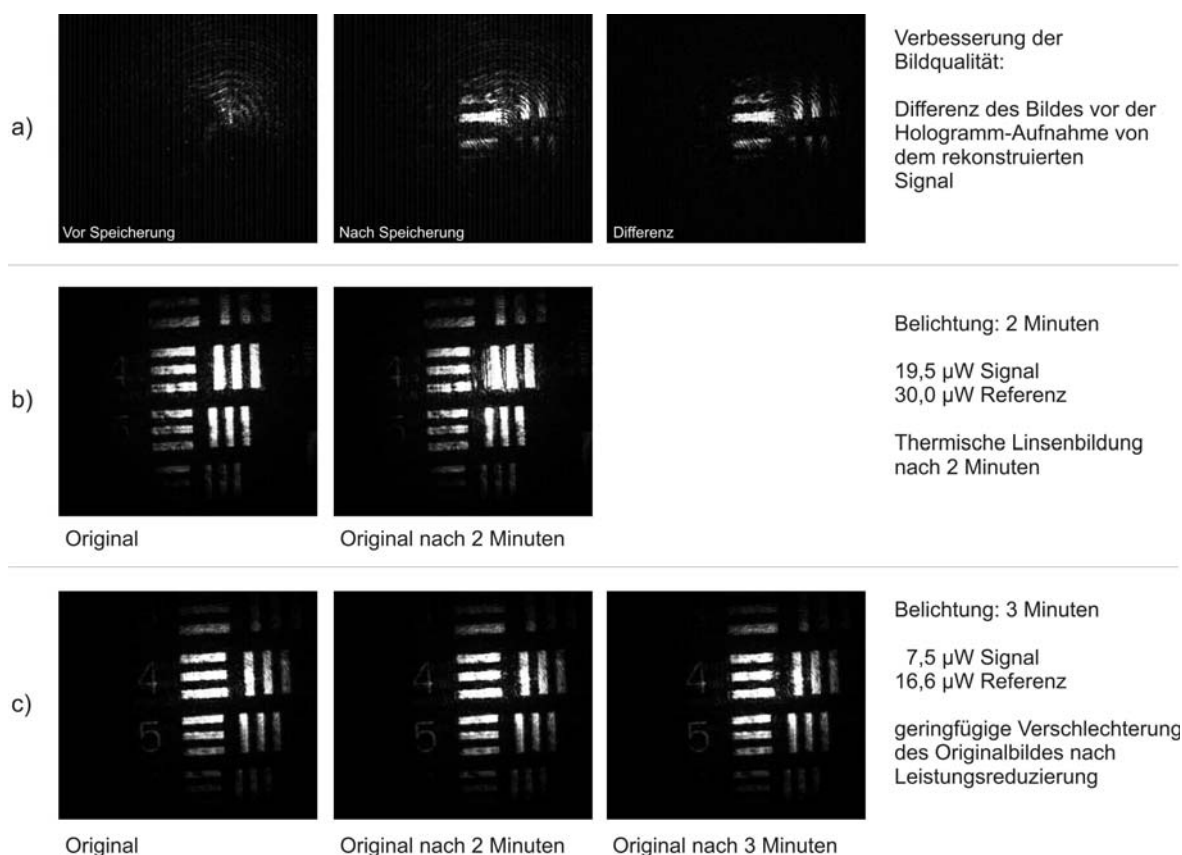


Abb. 6.11: a) Nachträgliche Bildbearbeitung zur Verbesserung der Qualität des rekonstruierten Signals (Filterung des Streulichtes); b) und c) zeigen die Auswirkung der thermischen Linsenbildung bei unterschiedlichen Laserleistungen.

zukünftige Untersuchungen ist die Optimierung der Chrommaskierung des Phasenmodulators vorteilhaft. Die einzelnen Schritte und das Ergebnis der Bildbearbeitung ist in Abb. 6.11 a) dargestellt.

Referenz- und Signalstrahl wurden mithilfe einer kurzbrennweitigen Linse ($f=50\text{mm}$, Durchmesser $d=30\text{mm}$) innerhalb des Speicherkristalls zur Überlagerung gebracht. Über die kurze Brennweite wurde versucht, den Winkel zwischen Referenz- und Signalstrahl zu vergrößern (*Winkelseparation*) und somit die Selektivität und Hologramm-Effizienz zu steigern. Durch die hohe Leistungsdichte im Fokus trat verstärkt eine thermische Linsenbildung auf. Die Verzerrungen und Störungen durch die thermischen Linsen sind bereits nach einer Belichtungszeit von 2 Minuten im Zentrum des Bildes deutlich erkennbar (siehe Abb. 6.11 b)). Entfernt man den Kristall zu weit vom Fokus, so ist der Strahl-Überlapp zu gering, um ein beugungseffizientes Hologramm zu schreiben. Schwächt man hingegen die Laserleistung ab, resultiert dies in sehr langen Speicherzeiten (> 10 Minuten). Es wurde experimentell nach einem Kompromiss zwischen Speicherzeit/Stabilität, Beugungseffizienz und Hologramm-Selektivität gesucht. Nach einer Abschwächung der Laserintensität auf 16,6

μW im Referenzstrahl und $7,5 \mu\text{W} - 10 \mu\text{W}$ im Signalstrahl wurde die Linsenbildung bei einer maximalen Belichtungsdauer von 3 Minuten auf ein akzeptables Maß reduziert (siehe Abb. 6.11 c)).

Hologramm-Aufnahmen

In einem Test der Phasenring-Codierung konnten 3 Hologramme gespeichert werden: die CCD-Aufnahmen der rekonstruierten Bilder sind in Abb. 6.12 dargestellt. Die jeweilige Belichtungszeit ist im Bild vermerkt. Auf die Verwendung des Codes 1 (alle Ringe mit Phasenhub π) wurde wie in den vorangegangenen Speicherexperimenten zur Crosstalk-Reduzierung verzichtet. Das Übersprechen von Code 1 zu den drei verbleibenden Codes ist sehr gering. Eine Gegenüberstellung von allen Original-Bildern mit ihren Rekonstruktion ist in Anhang I zu finden. Die vollständige Rekonstruktion der Originale über den gesamten Bildbereich ist in diesem Aufbau leider nicht gelungen. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich in der zu geringen Winkelseparation von Signal- und Referenzanteil und dem sub-optimalen Überlapp.

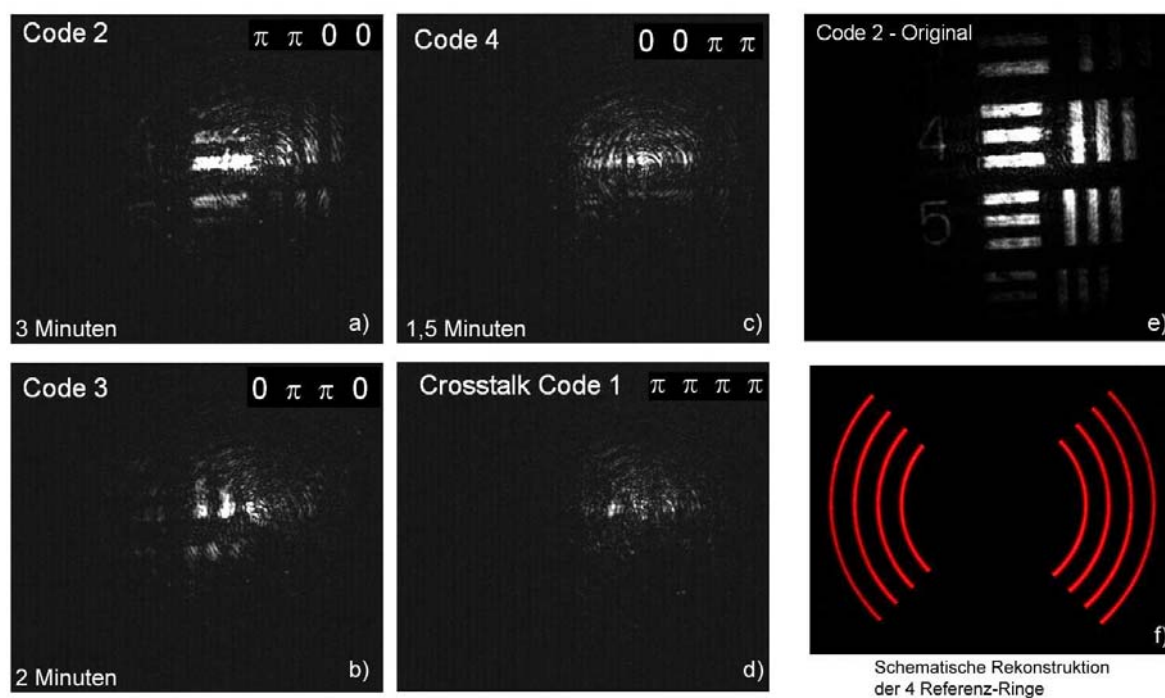


Abb. 6.12: a)-d) CCD-Aufnahmen der rekonstruierten Hologramme; e) Originalbild nach einer Belichtungszeit von 3 Minuten; f) schematische Darstellung der Rekonstruktion des 4 Referenzring-Systems.

Mit folgendem Experiment wurde der Überlapp von Signalstrahl und den vier Referenzringen überprüft: über die Umdeutung von Referenz- und Signalstrahl sollten die 4 Ringe des Referenzstrahles mit dem Signalstrahl rekonstruiert werden; es erschienen allerdings keine vier Vollkreise, wie es bei optimalem Überlapp zu erwarten wäre, sondern nur 8

Ringsegmente, wie sie in Abb. 6.12 f) skizziert sind. Die fehlenden Segmente der vier Ringe trugen dementsprechend nicht zur Speicherung der Datenseite sowie der Phasencodierung bei, was einerseits zu einem Crosstalk-Beitrag verschiedener Hologramme und andererseits zu der hier vorhandenen geringeren Beugungseffizienz führt. Dieses Ergebnis ist im Fall der kollinearen Hologramm-Speicherung bei zweidimensionalem Phasencode auf die Anisotropie des verwendeten Speichermaterials Lithiumniobat zurückzuführen. Ein isotropes Speichermaterial (Photopolymer), wie im Athos-Projekt vorgesehen, ist für die homogene Hologramm-Aufnahme besser geeignet. Hiermit werden alle vier Ringe vollständig zur Datenspeicherung beitragen. Weiterhin wurden alle Untersuchungen in Transmission durchgeführt, in Reflexion können sich durch den zusätzlichen Überlapp der rücklaufenden mit den einfallenden Strahlen verbessern und beugungseffizientere Hologramme geschrieben werden. Hierzu konnten im Rahmen dieser Arbeit jedoch keine Experimente mehr durchgeführt werden.

6.4 Fazit

In allen durchgeführten Speicher-Experimenten konnte die generelle Funktionalität der hergestellten Komponenten - die des Flüssigkristall-Phasenmodulators und die des diffraktiven Strahlteilers - nachgewiesen werden. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Herstellung der beiden Komponenten in unterschiedlichen Ausführungen und auf der Schaltzeitoptimierung des FK-Modulators lag, wurden die holographischen Speicheraufbauten nur bis zu einem gewissen Grad optimiert. Die Untersuchung der zweidimensionalen Phasencodierung mit zweifachem 4x4 Array in der 90°-Konfiguration zeigte, dass maximal 8 der 16 gebildeten Codes bei Crosstalk-Minimierung genutzt werden können. Die Bildqualität im Speicheraufbau mit kollinearer Strahlführung war ausreichend, um das Prinzip der Phasencodierung zeigen zu können. Die Grundidee des besseren Überlapps bei höherer Beugungseffizienz und Selektivität konnte im anisotropen Speichermaterial Lithiumniobat nicht verwirklicht werden. Die Entstehung thermischer Linsen durch starke Fokussierung beeinträchtigte die Resultate im kollinearen Aufbau.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die experimentelle Realisierung eines schnell schaltbaren Phasenmodulators auf Flüssigkristallbasis mit unterschiedlichen Elektrodenlayouts zur Phasencodierung in einem volumenholographischen Datenspeichersystem. Zudem wurden diffraktive Strahlteiler (DOE) zur effizienten und homogenen Beleuchtung der verschiedenen Phasenmodulatoren berechnet und hergestellt. Neue Herstellungsmethoden für den FK-Zellenbau wurden entwickelt sowie bestehende Fabrikationsschritte optimiert. Grundlegende Fragestellungen zur holographischen Datenspeicherung in dem Speichermaterial Lithiumniobat unter Anwendung der zweidimensionalen Phasencodierung konnten durch eigene Experimente beantwortet werden.

Der Einfluss verschiedener Effekte zur Schaltzeitoptimierung für FK-Zellen wurde untersucht. Nur über die Kombination aller schaltzeitverbessernder Effekte (*ultradünner Zellenbau im sub- μm Bereich, Verwendung des Flüssigkristalls BL006 mit hoher Brechungsindexdifferenz, Ausnutzen des Transient Nematic Effekts, Reduzierung der Rotationsviskosität durch den Temperatur-Effekt*) konnte eine Einschaltzeit von 0,025ms und eine Ausschaltzeit von 0,5ms gemessen werden. Insbesondere hat die neue Herstellungsmethode der Fotolackspacer für ultradünne Zellen mit einer Dickenhomogenität von 25nm/mm zum schnellen Schaltverhalten beigetragen. Mit einer Dicke $< 0,72 \mu\text{m}$ wurde zuvor, soweit bekannt, keine dünnere FK-Zelle unter kontrollierten Bedingungen realisiert. Herstellungsbedingte Phasenhubvariationen (Keilfehler beim Zusammenbau) werden durch die individuelle Ansteuerung der einzelnen phasenschiebenden Elemente nach der Kalibrierung eliminiert. Die Spannungsauflösung der elektronischen Ansteuerung konnte einen Phasenhubfehler in der Steuergenauigkeit von weniger als $\pi/20$ gewährleisten. Der Betrieb bei hohen Temperaturen (57°C) begünstigt dies.

Im Laufe der Arbeit wurde die zur Anwendung des Temperatureffektes notwendige Temperaturregelung von der Zellaußenseite über eine speziell entworfene ITO-Struktur in das Innere verlagert: Der Wegfall der äußeren ITO-Heizschicht verbesserte die Transmission deutlich. Der unmittelbare Kontakt aller Mess- und Regelungseinheiten der internen Steuerung mit dem Flüssigkristall sorgte für eine genauere und schnellere Temperatur-

stabilisierung im Vergleich zur externen Sensorik. Über die Wahl des ITO-Widerstandes (Dicke der ITO-Schicht) kann zudem der Temperaturmessbereich und die Genauigkeit der T-Stabilisierung angepasst werden. Eine elektronische Schaltung wandelte kleinste Temperaturschwankungen in eine messbare Spannung um, sodass eine vorgegebene Temperatur auf $\pm 0,04^\circ\text{C}$ stabilisiert werden konnte: diese geringe Temperaturvariation führt zu einer hohen Phasenstabilität der Flüssigkristallzelle, welche sie für den Einsatz im holographischen Speichersystem qualifiziert.

Die Kalibrierung der verschiedenen Flüssigkristall-Phasenmodulatoren wurde mithilfe eines eigens konzipierten LabVIEW-Programms durchgeführt: die Implementierung einer Bilderkennung in den halb automatisierten Programmablauf konnte die Messzeit immens reduzieren.

Der Einfluss hoher Laserleistungen auf Flüssigkristalle wurde überprüft, jedoch stellte dieser keine Limitierung für das optische System dar: Ein Aufheizen über den Klärpunkt des Flüssigkristalls war nicht aufgetreten, etwaige Temperaturerhöhungen werden durch das interne Thermo-Element der FK-Zelle kompensiert.

Für die Berechnung der diffraktiven optischen Elemente (DOE) zur effizienten Strahlteilung konnte der *Simulated Annealing* Algorithmus erfolgreich eingesetzt werden. Die nach der mathematischen Simulation fabrizierten binären Strahlteiler (1x64, 2x4x4, 4 Ringe) wiesen eine hohe Effizienz bei guter Homogenität auf. Die Laserlithographieanlage des Instituts für Angewandte Physik (TU Darmstadt) wurde um die Funktion zur Herstellung mehrstufiger DOE erweitert. Über eine modifizierte Fotolackschicht-Präparation (*Vorbelichtung*) und eine Kalibration der Laserlithographie (*Laserleistung, Linienabstand/Filling, Numerische Apertur des verwendeten Mikroskopobjektives*) konnte die Effizienz eines 1 zu 4 Strahlteilers mit vier Phasenstufen weiter erhöht werden. Über AFM-Messungen und die optische Antwort des 4-stufigen Phasen-DOEs wurde die Qualität überprüft: Die höhere NA (0,85) des eingesetzten Mikroskopobjektives beim Lithographie-Prozess zeigte hierbei die besseren Resultate.

Mithilfe einer zusätzlichen Chrom-Maskierung des FK-Phasenmodulators wurden unerwünschte Beugungsordnungen im Strahlverlauf des holographischen Speichersystems blockiert und somit ein vermehrtes Auftreten von Übersprechen gespeicherter Hologramme durch nicht orthogonale Phasencodes unterdrückt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei unterschiedliche Elektrodenlayouts der FK-Modulatoren zur Phasencodierung in einem holographischen Datenspeichersystem hergestellt. Die durchgeführten holographischen Speicher-Experimente haben die generelle Funktionalität der realisierten Komponenten nachgewiesen. Der Grund für den Übergang zur zweidimensionalen Phasencodes lag in der Optimierung des Überlappungsvolumens von Signal- und Referenzstrahl zur Verbesserung der Beugungseffizienz der gespeicherten Hologramme. Es wurde experimentell gezeigt, dass es nicht möglich war, eine zweidimensionale orthogonale Phasencodierung mit einem zweifachen 4x4 Array und einem Code-Satz, bestehend aus 16 Phasencodes, in dem anisotropen Speichermaterial Lithiumniobat umzusetzen. Die Untersuchungen bestätigten die Annahme, dass die Anisotropie den Auf-

bau von Sub-Hologrammen gleicher Beugungseffizienz in zwei Dimensionen behindert. Die vollständige Bragg-Selektivität ohne Auftreten von Interhologramm-Crosstalk konnte nur in einer Raumrichtung beobachtet werden. In dieser Arbeit wurden mit der 2x4x4 Codierung in einer 90°-Speichergeometrie drei deutlich unterscheidbare Hologramme phasencodiert in Lithiumniobat gespeichert. Das Speichersystem mit kollinearer Strahlführung wies die gleiche Problematik der Entartung der Bragg-Selektivität und zusätzlich die Entstehung thermischer Linsen auf. Dennoch konnten hiermit erstmalig drei unterscheidbare Hologramme mit der neuartigen 4-Ring Phasencodierung gespeichert werden. Der Wechsel zu einem isotropen Speichermedium (z.B. Photopolymer) kann möglicherweise die Entartung aufheben und somit die Verwendung einer zweidimensionalen Codierung ermöglichen.

Weitere Anwendungsmöglichkeiten

Die hier entwickelten Komponenten und innovativen Herstellungstechnologien - schnelle Flüssigkristall-Phasenmodulatoren, hochgenaue Temperatursensoren und die neue Fotolack-abstandshalter-Technik - sind natürlich aufgrund ihres großen Anwendungspotentials über die Verwendung in einem holographischen Datenspeicher hinaus in vielen physikalischen Systemen einsetzbar.

Schnelle Flüssigkristall-Modulatoren sind in der heutigen Zeit sehr begehrt und besitzen ein weites Einsatzgebiet:

- schnelle Spezial-Shutter in optischen Systemen
- Polarisationsrotatoren in einem ECDL (external cavity diode laser) für einen modensprungfreien Durchstimmbereich von 10 GHz [59]
- Display-Technologie

Über die Integration neuer FK-Materialien in ultradünne FK-Zellen ist eine weitere Leistungssteigerung in punkto Schaltgeschwindigkeit zu erwarten.

Anhang A

Chemische Zusammensetzung der FK-Molekülgruppen

Flüssigkristallmoleküle werden meist durch folgende Molekülgruppen aufgebaut [9, 16]:

Seitenkette R:

- Alkylkette C_nH_{2n+1}
- Alkoxykette $C_nH_{2n+1}O$
- Alkenylkette mit einer Doppelbindung

Verbindungsgruppe Z:

- Gesättigte Gruppen: z.B. Ethylene (C_2H_4), Ester
- Ungesättigte Gruppen mit Doppelbindung: z. B. Stilbene ($-CH = CH-$) Azo-Gruppen ($-N = N-$) und Schiff'sche Basen ($-CH = N-$)
- Ungesättigte Gruppen mit Dreifachbindung: z. B. Acetylene ($-C \equiv C-$) und ($-C \equiv C - C \equiv C-$)

Terminale Gruppe X:

- polare Gruppen: z. B. (Cyan) CN, F (Fluor), Cl (Chlor)
- nicht-polare Gruppen: Alkylkette C_nH_{2n+1}

Aromatische Ringe (A,B):

- gesättigtes Cyclohexan
- ungesättigten Benzenen

Anhang B

Fotolackserie S18xx

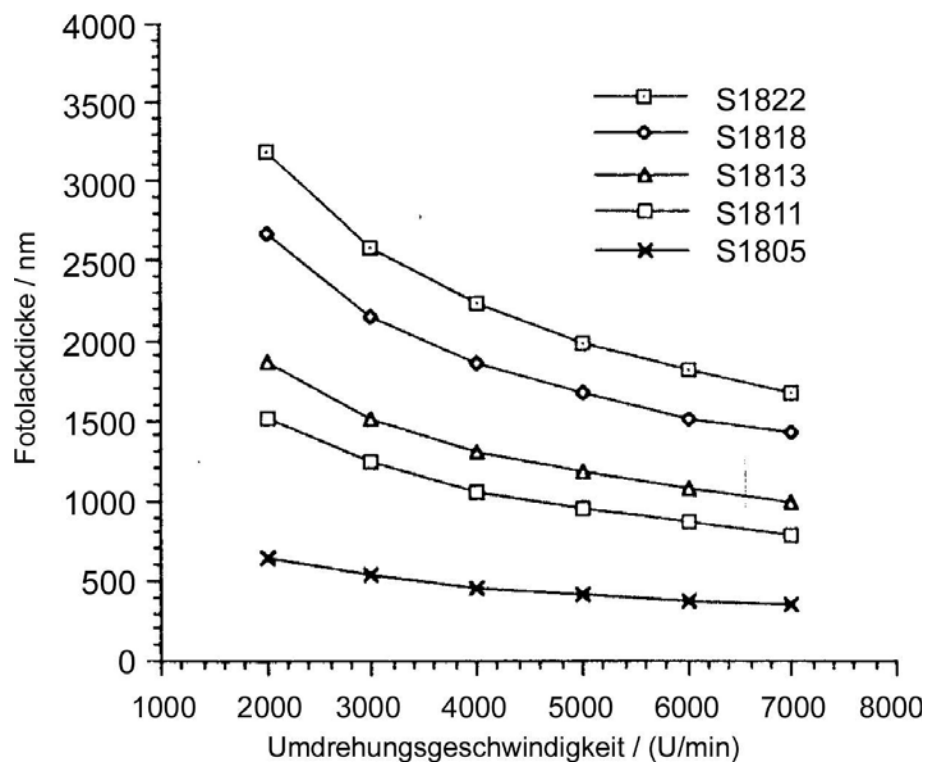


Abb. B.1: Abhängigkeit der Fotolackschichtdicke von der Umdrehungsgeschwindigkeit bei der Rotationsbeschichtung: Fotolackserie S18xx [60].

Anhang C

Schematische Übersicht der FK-Zellenherstellung



Abb. C.1: Schematische Übersicht des Standardherstellungsverfahrens für den FK-Zellenbau.

Anhang D

Details zur Fotolackspacer-Herstellung

Der positive Fotolack S1805 wurde jeweils bei 2000, 4000 und 6000 Umdrehungen auf ein Glassubstrat der Größe 5cm x 5cm für 60 Sekunden aufgeschleudert. Die Beschleunigung betrug 4000 rpm/s. Die belackten Substrate wurden für 30 Minuten bei 100°C im Ofen getempert. Nach einer Abkühlphase wurden die Fotolackspacer durch einen Maskenkopier-Prozess (Belichtungszeit: 15 Sekunden) auf die Substrate übertragen. Die belichteten Substrate wurden für 45 Sekunden in der unverdünnten Entwicklerflüssigkeit MF 321 bei Zimmertemperatur nasschemisch entwickelt. Ein Hardbake bei 80-90°C für weitere 30 Minuten fixierte die Fotolackspacer. Nach dem Abkühlen wurde das fertige Fotolackspacer-Glassubstrat zusammen mit einem zweiten Substrat über den Maskaligner zusammengepresst. Mithilfe einer einminütigen Belichtung wurde der UV-Kleber zur Fixierung der beiden Substrate ausgehärtet.

Anhang E

Labview-Programme

In den Abbildungen E.1 und E.2 ist die Bedienungsfläche von zwei geschriebenen LabVIEW-Programmen zu sehen.

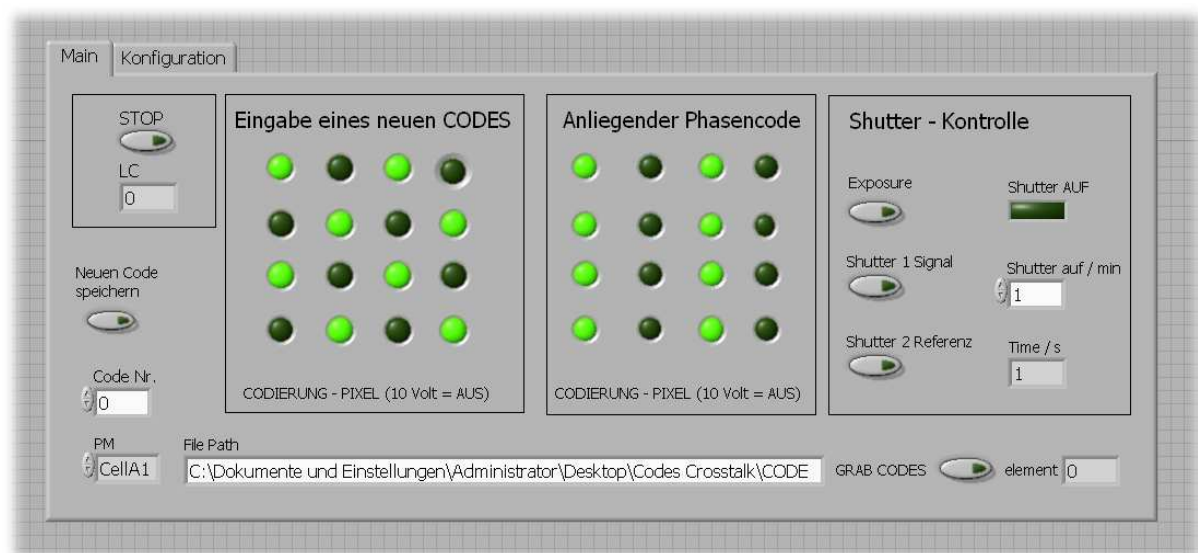


Abb. E.1: LabVIEW-Programm für die Ansteuerung des 2D-Phasenmodulators (Typ: 2x4x4).

Die zuvor bestimmten Kalibrationsdaten der verschiedenen Modulatoren sind auf der Festplatte gespeichert und können jederzeit dem Steuerungsprogramm zur Verfügung gestellt werden, wenn ein Tausch der FK-Zelle vorgenommen wird. Über die Bedienelemente des Programms kann wahlweise ein gespeicherter Code abgerufen werden oder eine neuer Phasencode testweise an den FK-Phasenmodulator angelegt werden. Über die Shutter-Kontrolle werden zwei Shutter zur Belichtungsregelung automatisch geöffnet oder geschlossen.

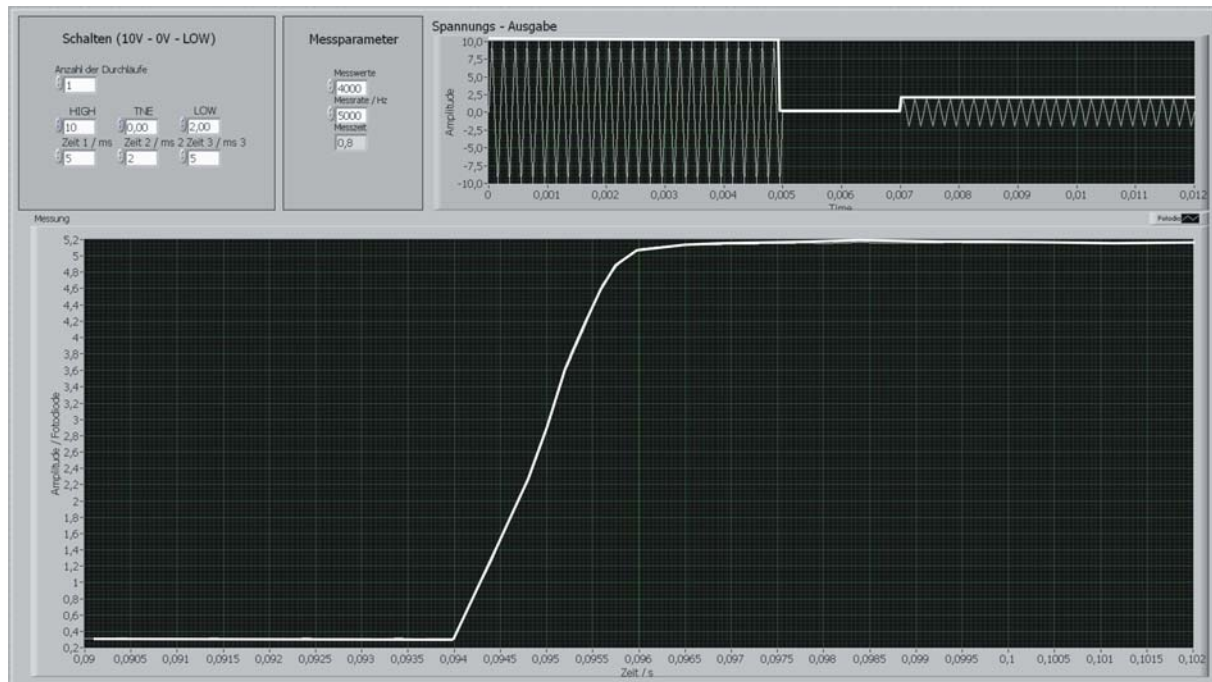


Abb. E.2: LabVIEW-Programm zur Schaltzeitmessung unter Ausnutzung des TNE.

Mit dem LabVIEW-Programm zur Schaltzeitmessung wird der an die Phasenmodulatorelemente angelegte Spannungsverlauf (unter Verwendung des Transient Nematic Effektes) visualisiert und das gemessene Fotodioden-Signal in Abhängigkeit der Zeit graphisch dargestellt. Man erkennt im größeren unteren Graphen die gemessene Schaltzeitkurve und im oberen rechten Graphen den zeitlichen Verlauf der Amplitude der an die Zelle angelegten Wechselspannung. Hierbei wurde von 10 Volt für 2ms auf 0 Volt und schließlich auf die neue Haltespannung von 2 Volt geschaltet, um die TNE-Schaltzeit für den Phasenhub von π zu erfassen.

Anhang F

Materialdaten von BL 006

| | |
|--|-------|
| Klärtemperatur [$^{\circ}C$] | 113 |
| Fließviskosität (20 $^{\circ}C$) [mm^2s^{-1}] | 71 |
| Δn (405nm) | 0,359 |
| $\Delta \epsilon$ (1kHz) | 17,3 |

Tab. F.1: Materialdaten zu Flüssigkristallmischung BL 006, Fa.*Merck*.

Anhang G

Phasencodes

In den Abbildungen G.1 und G.2 sind die verwendeten zweidimensionalen Phasencodes des 2 x 4 x 4 und 4 Ring Modulators illustriert.

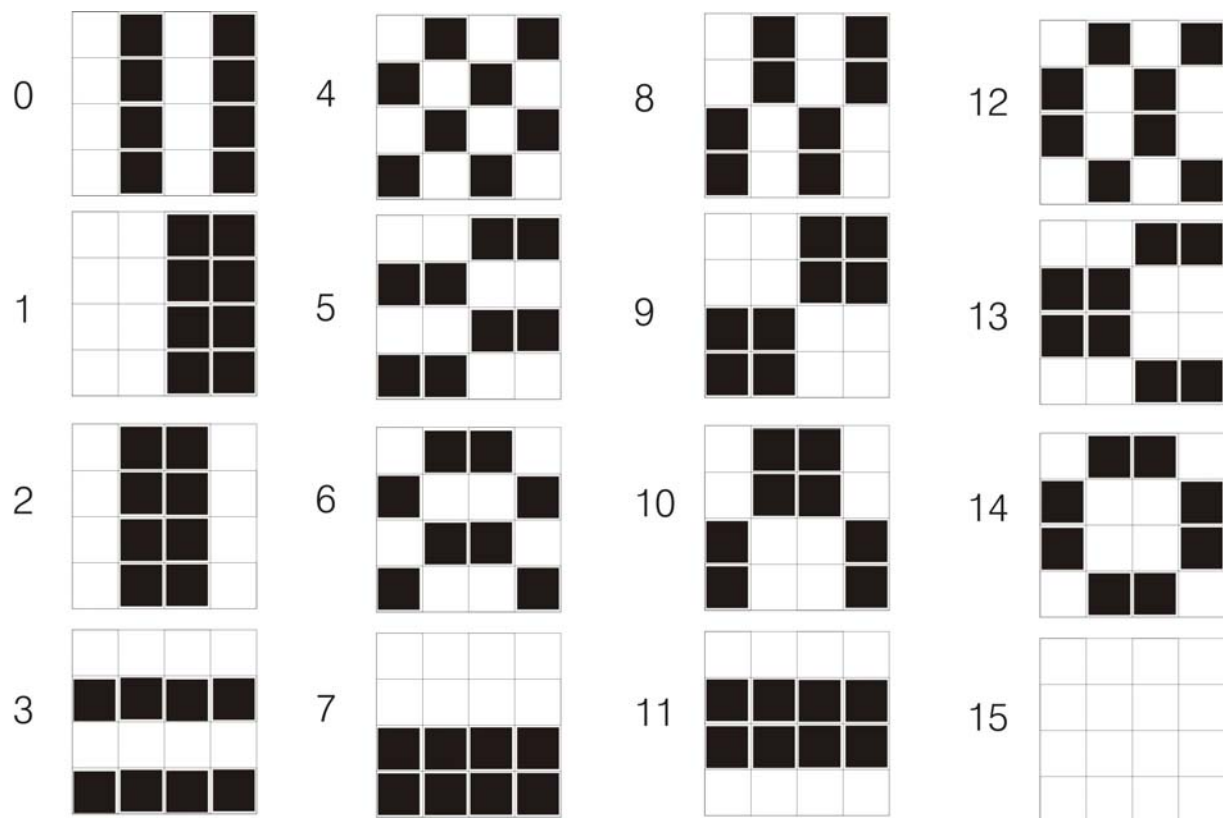


Abb. G.1: Zweidimensionale Phasencodes: 4x4 Array.

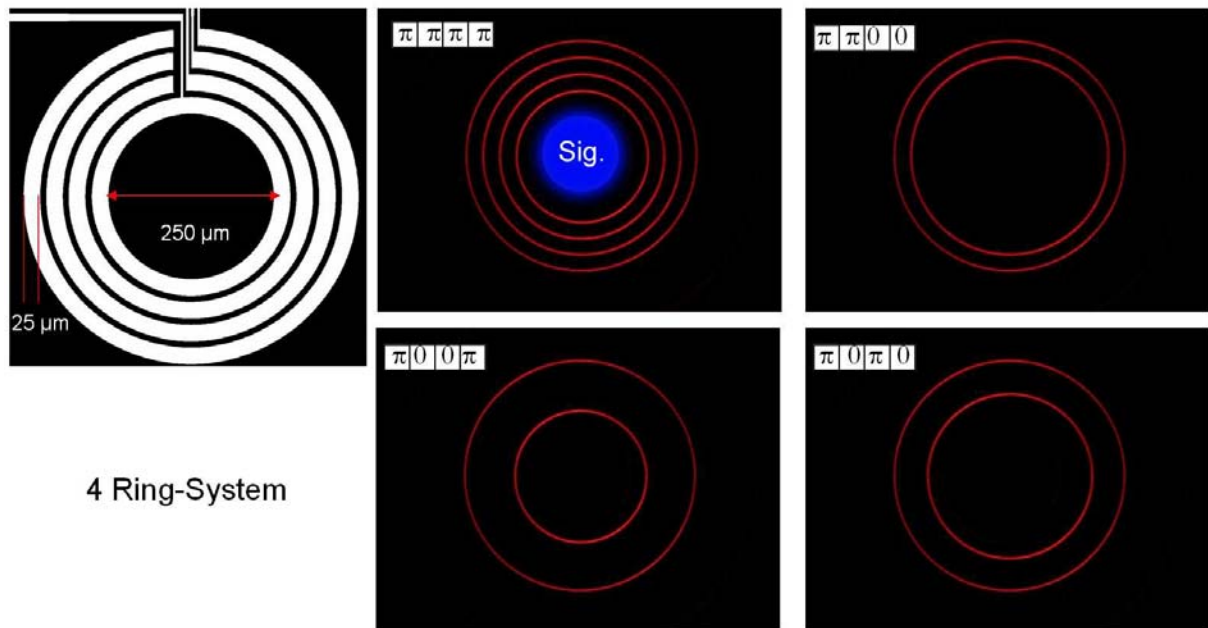


Abb. G.2: 4 Ring Phasencodierung.

In Abb. G.1 symbolisieren schwarze Quadrate den Phasenhub π und weiße Quadrate den Phasenhub 0. Die grafische Darstellung der Ring-Phasencodierung in Abb. G.2 erfolgt hier durch Ausblenden der nicht in der Phase geschobenen Ringe.

Anhang H

Hologramm-Aufnahmen im kollinearen System: 2x4x4 Codes

In Abbildung H.1 sind CCD-Aufnahmen der Hologramm-Rekonstruktionen der 2x4x4 Phasencodierung im kollinearen Speichersystem dargestellt. Die rot umrandeten Aufnahmen zeigen phasencodierte Hologramm-Rekonstruktionen.

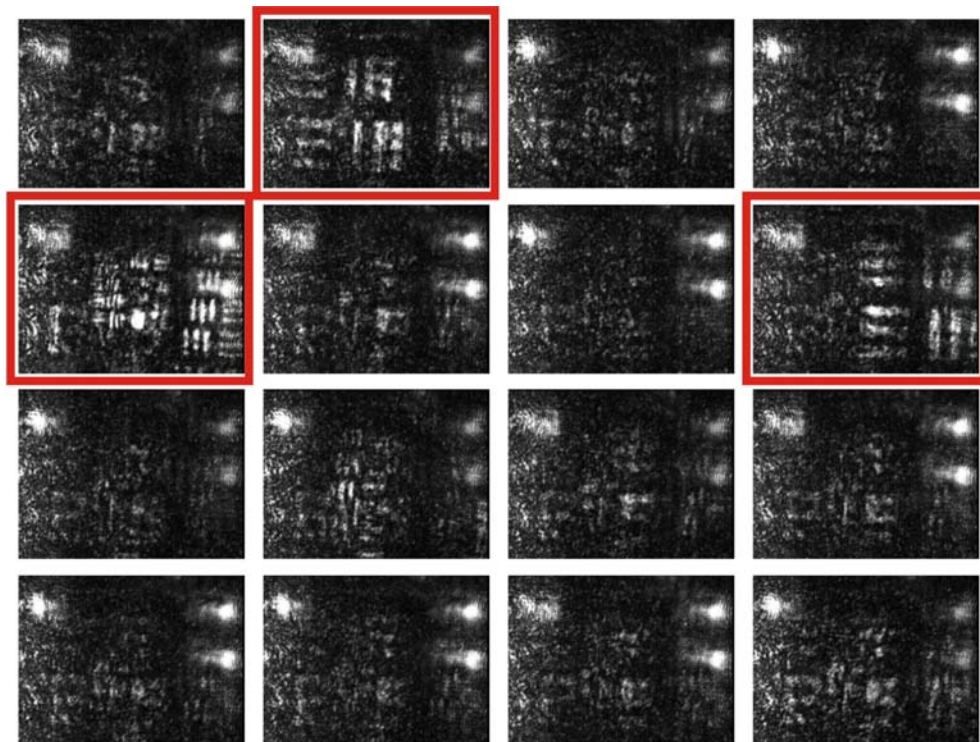


Abb. H.1: CCD-Aufnahmen der rekonstruierten Datenseiten bei zweidimensionaler Phasencodierung in einem kollinearen Speichersystem [58].

Anhang I

Hologramm-Aufnahmen im kollinearen System: 4 Ring Codes

Abb. I.1 zeigt die CCD-Aufnahme des Originalbildes und die dazugehörige Rekonstruktion nach der letzten Belichtung von drei gespeicherten Hologrammen.

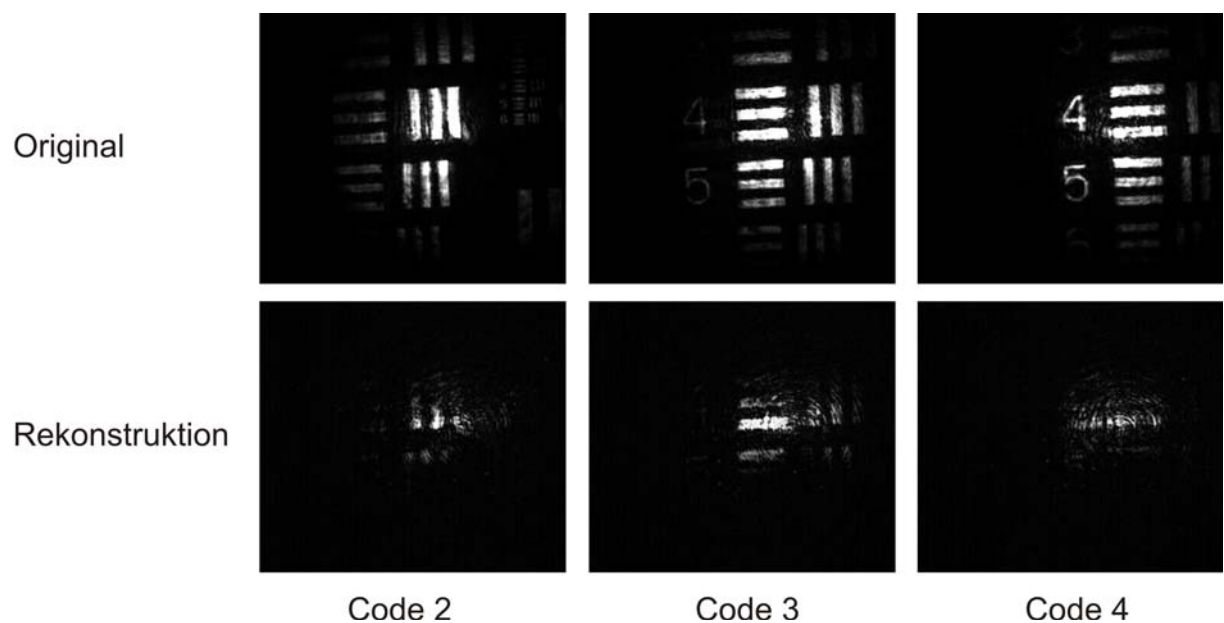


Abb. I.1: Original und Rekonstruktion der drei mit Ring-Phasencodierung gespeicherten Hologramme.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Lyman, H. R. Varian, *How much information 2003?*, School of Information Management and Systems at the University of California at Berkeley, <http://www2.sims.berkeley.edu/research/projects/how-much-info-2003>
- [2] F. Zijp, M. v. d. Mark, C. Verschuren, J. Lee, J. v. d. Eerenbeemd, P. Urbach, M. v. d. AA, *High-density near-field optical recording with a solid immersion lens, conventional actuator, and a robust air gap servo*, *Magnetics IEEE Transactions* **41,2**, 1042-1046 (2005)
- [3] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, D. B. Fraser, *Holographic storage in lithium niobate*, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223-225 (1968)
- [4] J. J. Amodei, W. Phillips, D. L. Staebler, *Improved electrooptic materials and fixing techniques for holographic recording*, *Appl. Opt.* **11**, 390 (1972)
- [5] G. W. Burr, C. M. Jefferson, H. Coufal, M. Jurich, J. A. Hoffnagle, R. M. Macfarlane, R. M. Shelby, *Volume holographic data storage at an areal density of 250 gigapixels/in²*, *Opt. Lett.* **26**, 444-446 (2001)
- [6] ATHOS Projekt-Homepage, www.athos-holography.net
- [7] Homepage der Fa. Inphase Technologies, <http://www.inphase-technologies.com>
- [8] T. Yi, J. Zhang, L. Yan and Q. Gong, *Shift multiplexing by planar waveguide referencing*, *Opt. Lett.* **30**, 2236-2238 (2005)
- [9] S.-T. Wu, I.-C. Khoo, *Optics and nonlinear optics of liquid crystals*, World Scientific, (1993)
- [10] S.-T. Wu, C. S. Wu, *A simple method for achieving a 30 μ s response time nematic liquid crystal modulator*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Lett.* **7**, 7 (1990)
- [11] Merck KGaA Corporate Communications, *100 Jahre Flüssigkristalle von Merck*, www.merck.de, (2004)
- [12] P. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford, (1974)

- [13] M. Hain, *Adaptive Flüssigkristall-Elemente für moderne mikrooptische Systeme*, Dissertation, TU Darmstadt, (2003)
- [14] M. Heckmeier, *Flüssigkristalle für Aktivmatrix-Flachbildschirme*, www.merck.de, (2003)
- [15] S. Kumar, J.-H. Kim, Y. Shi, *What Aligns Liquid Crystals on Solid Substrates? The Role of Surface Roughness Anisotropy*, Phys. Rev. Lett. **94**, (2005)
- [16] S. Somalingam, *Verbesserung der Schaltdynamik nematischer Flüssigkristalle für adaptive optische Anwendungen*, Dissertation, TU Darmstadt, (2006)
- [17] R. Bräutigam, *Verbesserung der Schaltdynamik von Phasenmodulatoren durch polymerstabilisierte Flüssigkristalle*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2006)
- [18] J. M. Geary, J. W. Goodby, A. R. Kmetz, J. S. Patel, *The mechanism of polymer alignment of liquid-crystal materials*, J. Appl. Phys. **62**, 4100-4108 (1987)
- [19] M. Neill, S. M. Kelly, *Photoinduced surface alignment for liquid crystal displays*, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 67-84 (2000)
- [20] V. G. Chigrinov, *Liquid Crystal Devices: Physics and Applications*, Artech House Publishers Boston, (1999)
- [21] S.-T. Wu, U. Efron, L. D. Hess, *Birefringence measurements of liquid crystals*, Appl. Opt. **23**, 3911 (1984)
- [22] J. L. Erickson, *Conservation laws for liquid crystals*, Trans. Soc. Rheol. **5**, 23 (1961)
- [23] F. M. Leslie, *Some constitutive equations for liquid crystals*, Arch. Ration. Mechan. Anal. **28**, 265 (1968)
- [24] R. Dabrowski, J. Dziaduszek, A. Ziólek, L. Szczucinski, Z. Stolarz, G. Sasnouski, V. Bezborodov, W. Lapanik, S. Gauza, S.-T. Wu, *Low viscosity, high birefringence liquid crystalline compounds and mixtures*, Opto-Electron. Rev. **15**, 1, 47-51 (2007)
- [25] S. Gauza, C. H. Wen, Y. Zhao, S.-T. Wu, A. Ziólek, and R. Dabrowski, *Isothiocyanatolanes based high birefringence and fast response time mixtures for photonic applications*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **453**, 215-226 (2006)
- [26] S.-T. Wu, C.-S. Wu, *Small angle relaxation of highly deformed nematic liquid crystals*, Appl. Phys. Lett. **53**, 1794 (1988)
- [27] S.-T. Wu, C.-S. Wu, *High speed liquid crystal modulators using transient nematic effect*, J. Appl. Phys. **65**, 527 (1989)
- [28] S.-T. Wu, A. M. Lackner, U. Efron, *Optimal operation temperature of liquid crystal modulators*, Appl. Opt. **26**, 3341 (1987)

- [29] S. Stankovic, *Diffraktive Optische Elemente für moderne mikrooptische Systeme*, Dissertation, TU Darmstadt, (2002)
- [30] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Springer Verlag, Auflage 21 (2001)
- [31] S. Paulekuhn, *Entwicklung eines Phasenmodulators zur Phasencodierung in einem holographischen Disk-Laufwerk*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2005)
- [32] J. Reményi, *Amplitude, phase and hybrid ternary modulation modes of a twisted-nematic liquid-crystal display at 400nm*, App. Opt. Vol **42**, **17**, 3428 (2003)
- [33] M. Hage *Schaltzeitenoptimierung von multifunktionalen Phasenelementen auf der Basis von nematischen Flüssigkristallen*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2003)
- [34] Homepage der Forschungsgruppe von Prof. Dr. Shin-Tson Wu, <http://lcd.creol.ucf.edu>
- [35] B. Kress, P. Meyrueis *Digital Diffractive Optics*, John Wiley and Sons, LTD, (2000)
- [36] E. Hecht, *Optik*, Oldenbourg Verlag, ISBN 3-486-24917-7, (2001)
- [37] T. May *Berechnung und Herstellung diffraktiver optischer Elemente zur rauscharmen Strahlteilung*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2006)
- [38] M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, D. W. Sweeney, *Synthesis of digital holograms by direct binary search*, Appl. Optics, **26**(14), 2788-2798 (1987)
- [39] M. Clark *Enhanced direct-search method for the computer design of holograms using state variables*, SPIE, Proc., **2689**, 24-34 (1996)
- [40] K.-O. Müller, *Volumenholographische Datenspeicherung mit Adressierung durch Phasenkodierung*, Dissertation, TU Darmstadt, (2000)
- [41] T. Ruckelshausen, *Phasenkodierung von Volumenhologrammen für ein Disk-Speichersystem im blauen Wellenlängenbereich*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2006)
- [42] F. S. Chen, J. T. LaMaccia, D. B. Fraser, *Holographic storage in lithium niobate*, Appl. Phys. Lett. **13**, 223 (1968)
- [43] L. Solymar, D. J. Webb, A. Grunnet-Jepsen, *The physics and applications of photo-refractive materials*, Oxford Univ. Press, (1996)
- [44] P. J. v. Heerden, *Theory of optical information storage in solids*, Appl. Opt. **2**, 393 (1963)
- [45] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballmann, J. J. Levinstein, K. Nassau, *Optically-induced refractive index homogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3* , Appl. Phys. Lett. **9**, 72-74 (1966)

- [46] G. A. Rakuljic, V. Leyva, A. Yariv, *Optical data storage using orthogonal wavelength multiplexed volume holograms*, Opt. Lett. **17**, 1471-1473 (1992)
- [47] D. Lande, J. F. Heanue, M. C. Bashaw, L. Hesselink, *Digital wavelength-multiplexed holographic data storage system*, Opt. Lett. **21**, 1780 (1996)
- [48] F. H. Mok, *Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate*, Opt. Lett. **18**, 915-917 (1993)
- [49] G. W. Burr, F. H. Mok, D. Psaltis, *Angle and space multiplexed holographic storage using the 90° geometry*, Opt.Comm. **117**, 49-55 (1995)
- [50] S. Hyunkwon, L. Myeongky, *Holographic angle multiplexing combined with peristrophic multiplexing in a photorefractive LiNbO₃ crystal*, Optics Communications **269**, **2**, 299-303 (2007)
- [51] H.-S. Lee, Y.-H. Kim, D. Han, B. Lee, *Cross-talk noise analysis in hologram memory with hybrid multiplexing of the Hadamard phase code and wavelength*, J. Opt. Soc. Am. A **16**, 563-567 (1999)
- [52] Y. Xiangyang, S. Jutamulia, *Three-dimensional photorefractive memory based on phase-code and rotation multiplexing*, Proceedings of the IEEE Volume **78**, **11**, 1941 - 1955 (1999)
- [53] G. W. Hu, C. C. Chang, C. Y. Lin, H. F. Yau, *Hybrid Holographic Multiplexing for Data Storage and Application to Optical Encryption*, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. **41**, 518-520 (2002)
- [54] Homepage der Forschungsgruppe von Prof. Dr. C. Denz, <http://www.uni-muenster.de/Physik.AP/Denz>
- [55] X. Yang, Y. Xu, Z. Wen, *Generation of Hadamard matrices for phase-code-multiplexed holographic memories*, Opt. Lett. **21**, 1067-1069 (1996)
- [56] X. Zhang, G. Berger; M. Dietz, C. Denz, *Unitary matrices for phase-coded holographic memories*, Opt. Lett. **31**, 1047-1049 (2006)
- [57] M. Ezura, S. Baba, N. Kihara, *Holographic Memories Using 2-Dimensional Phase-Code Multiplexing Method*, Japanese Journal of Applied Physics **43**, 4954-4958 (2004)
- [58] D. Feist, L. Heckmann, *Volumenholographie mit Phasencodierung zur Datenspeicherung*, Miniforschung, TU Darmstadt, (2007)
- [59] T. Führer, *Aufbau eines ECDLs mit großem modensprungfreien Abstimmbereich*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2007)
- [60] Shipley, *Datasheet Microposit[®] S1800[®] Series Photo Resists*

Danksagung

Ich danke Herrn Professor Dr. Theo Tschudi herzlichst für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe Licht- und Teilchenoptik. Mithilfe seiner Unterstützung im fachlichen und organisatorischen Bereich wurde diese Arbeit erst ermöglicht.

Ich bedanke mich bei allen Arbeitsgruppen von Herrn Prof. Dr. Tschudi für die schöne Zusammenarbeit, insbesondere bei den Gruppen *Mikrooptische Systeme* und *Photorefraktive Optik*, deren Mitglied ich für die Zeit meiner Promotion sein durfte. Die freundliche Atmosphäre, das produktive Arbeitsklima sowie die hervorragenden fachlichen und privaten Diskussionen sind hier besonders zu erwähnen. Ohne besondere Reihenfolge möchte ich mich nun bei meinen Kolleginnen und Kollegen für die gute Zeit bedanken:

Poonam Arora, Frank Fecher, Cornelia Lengler, Christian Heinisch, Markus Tiemann, Sören Lichtenberg, Ralf Nicolaus, Jürgen Petter, Sebastian Schiffner, Julia Hahn, Marc Schmiedchen, Somakanthan Somalingam, Wolff von Spiegel, Steffen Paulekuhn, Kamalpreet Kaur, Naoki Yamada, Ralf Bräutigam, Christian am Weg, Thomas Ruckelshausen, Thilo May, Shanti Bhattacharya, Rainer Spehr.

Mein besonderer Dank gilt meinen ehemaligen Diplomanden Thilo May, Steffen Paulekuhn und Thomas Ruckelshausen sowie den beiden Miniforschern Lotta Heckmann und Dankrad Feist, die mich durch ihre engagierte Mitarbeit an den spannenden Themen zu meiner Dissertation maßgeblich unterstützt haben (Ihr habt alle eine hervorragende Arbeit geleistet!).

Ein großes Dankeschön an Julia Hahn und Frank Fecher für den unermüdlichen AFM-Mess-Einsatz und an Somakanthan Somalingam für die große Hilfe in Bezug auf jegliche Flüssigkristall-Fragestellung.

Der feinmechanischen Werkstatt um Herrn Bernhardt sei für die gute Kooperation gedankt. Wolfgang Rök und Horst Kringel von der Elektronik-Werkstatt gilt ein großer Dank für die Realisierung verschiedenster elektronischer Schaltungen; die humorvolle und effektive Zusammenarbeit habe ich sehr geschätzt.

Frau Ellen Happel danke ich herzlich für die Hilfe bei der Bewältigung organisatorischer Probleme und die angenehme Zusammenarbeit. Bei Herrn Gerhard Jourdan möchte ich mich für die vielen Elektronenmikroskopie-Untersuchungen, zahlreiche Beschichtungen und den freundlichen Umgang bedanken.

Ich danke ebenso der Europäischen Union für die finanzielle Subventionierung des ATHOS-Projekts und den ATHOS-Projektpartnern für die Zusammenarbeit. Danke auch den

Firmen Optrex (Babenhausen) und Merck (Darmstadt) für die umfangreiche Hilfe und Bereitstellung diverser Materialien während meiner Dissertation.

Franco Laeri möchte ich besonders für die freundliche Hilfe und die finanzielle Unterstützung über das HELIOS-Projekt danken.

Bei Jürgen Petter bedanke ich mich sehr für die Durchsicht des Manuskripts zu dieser Arbeit. Speziell hervorheben möchte ich die tolle Zusammenarbeit mit ihm: er stand mir während meiner Promotion immer mit Rat und Tat zur Seite und betreute zusammen mit mir das ATHOS-Projekt; ohne ihn wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Vielen Dank!

Für die Übernahme des Koreferats danke ich Herrn Prof. Dr. Thomas Halfmann.

Ganz herzlich danke ich meiner ganzen Familie - insbesondere meiner Mutter Gerlinde und meinem Vater Heinz - für die jahrelange Unterstützung, das Wecken meiner naturwissenschaftlichen Neugier und so vielen anderen Dingen, die den Umfang dieser Danksagung sprengen würden.

Meiner Verlobten Marta widme ich diese Arbeit und danke ihr von Herzen, dass sie mir bis zum Ende der Dissertation tatkräftig geholfen hat und stets mit viel Verständnis zur Seite stand.

English summary

Fast phase modulation for a volume holographic mass storage

Research groups world-wide work on the realization of new mass storage technologies for the future memory generation, to manage the growing information flow and the consumers demand for higher memory capacities. High Definition (HD) contents, long-term archiving, the information exchange of computer networks and cheap storage media among other things quickens this development. One approach to a new storage system is the volume holographic memory using different kinds of multiplexing methods to boost the data density. The topic of this thesis in an EU founded project ATHOS (*Advanced technology for holographic storage*) was research and development of a fast nematic liquid crystal (LC) phase modulator for a holographic data storage system which exploits the phase coding multiplexing technique. Diffractive optical elements were calculated, fabricated and used for efficient and homogenous illumination of the phase shifting elements of the modulator. New methods for the liquid crystal cell fabrication were developed and existing process steps were optimized. Basic questions concerning the holographic data storage in the recording media lithium niobate using the two dimensional phase coding could answered by own experiments.

The influence of different effects for optimizing the response time of LC cells were observed. Only the combination of all enhancing effects (*ultrathin cells in the sub- μm regime, LC BL006 with high Δn , Transient Nematic Effect, temperature effect*) led to a switching on time of 0.025ms and a switching off time of 0.5ms. Especially the new fabrication method of the photo resist spacer for ultra thin cells with a thickness homogeneity of 25nm/mm contributed to the short response time. With a minimal cell thickness of $< 0.72\mu\text{m}$ there was never realized a thinner LC-cell under controlled conditions - as far as is known. Small phase shift variations due to the fabrication are compensated with the individual control of the single phase shifting elements after a calibration. In the course of this thesis the necessary temperature regulation unit was integrated inside the LC-cell with a special designed ITO-structure: a third ITO layer at the outside of the cell for heating could herewith be eliminated and the transmission was well improved. The direct contact of all measurement and regulation units of the internal control with the liquid crystal led to a more accurate and a faster temperature stabilization in comparison with the external sensor. Depending on the resistance of the ITO layer one can change the measurement range and the accuracy of the temperature stabilization. It was possible to stabilize the temperature to $\pm 0.04^\circ\text{C}$: this leads to a high phase stability of the LC-cell which qualifies itself for the use in a holographic system. Labview programs were used for the calibration and control of the modulators: the implementation of an image recognition in a half automatic program sequence reduced the measurement time immense. The influence of high laser intensity to the LC was tested, but no limitation for the optical system was observed: a heating above the critical clearing temperature did not occur.

The calculation of the diffractive optical elements (DOE) for the efficient beam splitting was successfully done with the *Simulated Annealing* algorithm. The realized beamsplitter (1x64, 2x4x4, 4 rings) offered a high efficiency with a satisfying homogeneity. The functionality of the laser lithography device of the Institute of Applied Physics (TU Darmstadt) was upgraded with the production of multilevel DOE: with a modified photo resist substrate preparation (*pre-exposure*) and a special calibration of the lithography laser (*laser power, filling, numerical aperture of the microscope objective*) the efficiency of a 1 to 4 beam splitter was increased. AFM measurements and the optical response ensured the quality of the 4 level phase DOE. Unwanted orders of the DOE in the beam path of the holographic system were suppressed with an additional chromium mask on the top of the LC-phase modulator itself: the appearance of crosstalk of the recorded holograms due to non orthogonal phase codes could be reduced.

During this thesis three different electrode layouts for the LC-phase modulators for phase coding in a holographic data storage system were produced. The holographic storage experiments demonstrated the general functionality of the realized components. The reason for changing to a 2 dimensional code set was the optimization of the overlapping volume of signal and reference beam to enhance the diffraction efficiency of the recorded holograms. By experiment it was shown, that it is not possible to realize a two dimensional orthogonal phase code set consisting of 16 codes with the duplex 4x4 array when storing into the anisotropic recording material lithium niobate. The results confirmed the assumption, that the anisotropy constrains the formation of sub holograms with an equal diffraction efficiency in both dimensions. With the 2x4x4 coding three clearly distinguishable holograms were stored in a 90° geometry. The collinear system had the same problems concerning the degeneration of the bragg selectivity and additionally the formation of thermal lenses. Nevertheless three holograms were reconstructed distinguishably with the novel 4-ring phase coding technique for the first time. The change to an isotropic recording media (e.g. photopolymer) can possibly break the degeneration and therefore enable the use of a two-dimensional phase coding.

Further applications

The new components and innovative fabrication technologies, which were developed in this work (fast liquid crystal phase modulators, a temperature regulation with a high accuracy, the photo resist spacer method) hold a high application potential and can therefore be used in a multitude of physical systems beside the holographic storage, too. There is a great demand of fast liquid crystal modulators in a broad field of application:

- *fast special shutters in optical systems*
- *polarization rotators in external cavity diode lasers (ECDL) for a mode-hop free tuning of 10 GHz [59]*
- *Display-Technology*

Together with the integration of new designed LC materials in ultrathin cells one can estimate a further increase of performance regarding the response time.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Jörn Peuser
geb. am 09.02.1977 in Weilburg

Eltern: Heinrich Peuser
Gerlinde Peuser - geb. Schallmo

Schul Ausbildung

1984 - 1987 Franz Leuninger Schule, Mengerskirchen
1987 - 1996 Gymnasium Philippinum, Weilburg
06/1996 Abschluss: Abitur

Hochschulausbildung

1997 - 2003 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
12/2003 Abschluss: Diplom
Diplomarbeit:
'Aufbau eines Kathodolumineszenzdetektors für die Charakterisierung farbstoffbeladener Mikrosieb-Laser'
2004 - 2007 Promotionsstudium an der Technischen Universität Darmstadt

Berufstätigkeit

1995 - 2005 Nebenberuflicher Kirchenmusiker im Bistum Limburg
2000 Werkstudent der MERCK KGaA, Darmstadt:
Abteilung Flüssigkristall-Forschung
2004 - 2007 wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. T. Tschudi am Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt
seit 2004 Mitbetreuung des EU-Projekts ATHOS:
***A**dvanced **T**echnology for **HO**olographic **S**torage*,
Kennzeichen: FP6-IST
seit 03/2007 Leiter der Arbeitsgruppe *"Mikrooptische Systeme"*
seit 11/2007 wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Prof. F. Scheffold am Departement für Physik, Universität Fribourg

Publikationsliste

Veröffentlichungen

1. J. Peuser, *Herstellung ultradünner Flüssigkristallzellen zur schnellen Phasenmodulation in einem volumenholographischen Datenspeichersystem*, Photonik, 52-55 (2007)
2. J. Peuser, T. Ruckelshausen, J. Petter, T. Tschudi, *Schnelle Flüssigkristall-Phasenmodulatoren für ein volumenholographisches Datenspeichersystem*, DGaO-Proceedings (2007)
3. J. Peuser, T. Ruckelshausen, J. Petter, T. Tschudi, *Phasenkodierung zur Kapazitätserhöhung eines volumenholographischen Datenspeichersystems*, DGaO-Proceedings (2006)
4. J. Peuser, S. Paulekuhn, T. May, T. Ruckelshausen, J. Petter, T. Tschudi, *High capacity volume holographic storage device using phase-code multiplexing technique*, Annual report Light and Particle optics, TU Darmstadt, (2004/2005)
5. J. Peuser, L. Ben mohammadi, F. Laeri, K. Koch, U. Förster, *Cathodoluminescence of dye loaded molecular sieves*, Annual report Light and Particle optics, TU Darmstadt, (2002/2003)
6. J. Peuser, T. Tschudi, *Fabrication of ultrathin liquid crystal cells for a fast phase modulation in a volume holographic data storage system*, Photonik international, (i.V., Veröffentlichung vorr. Ausgabe 2/2008)

Tagungsbeiträge

2007

1. J. Peuser, T. Ruckelshausen, J. Petter, T. Tschudi, *Schnelle Flüssigkristall-Phasenmodulatoren für ein volumenholographisches Datenspeichersystem*, DGaO Jahrestagung, Heringsdorf (2007)

2006

1. J. Peuser, T. May, T. Ruckelshausen, M. Schmiedchen, J. Petter, T. Tschudi, *Phasenkodierung zur Kapazitätserhöhung eines volumenholographischen Datenspeichersystems*, DGaO Jahrestagung, Weingarten (2006)

2. T. Ruckelshausen, J. Peuser, J. Petter, T. Tschudi, *Phasenkodierung zur Kapazitätserhöhung eines diskorientierten volumenholographischen Datenspeichersystems*, DPG Tagung, Frankfurt (2006)
3. T. May, J. Peuser, M. Schmiedchen, T. Tschudi, *Berechnung und Herstellung von DOEs zur Erzeugung äquidistanter Laserspots*, DPG Tagung, Frankfurt (2006)

2005

1. S. Paulekuhn, J. Peuser, M. Schmiedchen, J. Petter, T. Tschudi, *Fast switching phase modulator based on nematic liquid crystals for phase multiplexing in holographic data-storage-systems*, DGaO Jahrestagung, Wroclaw/Polen (2005)

Betreute Forschungsarbeiten

1. L. Heckmann, D. Feist, *Volumenholographie mit Phasencodierung zur Datenspeicherung*, Miniforschungsarbeit, TU Darmstadt (2007)
2. T. Ruckelshausen, *Phasenkodierung von Volumen hologrammen für ein Disk-Speichersystem im blauen Wellenlängenbereich*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (2006)
3. J. Hick, *Diffraktive optische Elemente zur Laserlötanwendung*, Bachelorarbeit, TU Darmstadt (2006)
4. T. May, *Berechnung und Herstellung diffraktiver optischer Elemente zur rauscharmen Strahlteilung*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (2006)
5. S. Paulekuhn, *Entwicklung eines Phasenmodulators zur Phasenkodierung in einem holographischen Disk-Laufwerk*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (2005)